

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Claude GORMEZANO

PREMIÈRE THÈSE

Etude des propriétés des plasmas denses
au moyen d'ondes électromagnétiques de très haute fréquence
(ondes lumineuses)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 17 Juin 1966 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET

Président

BERTEIN

CONSOLI

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Claude GORMEZANO

PREMIÈRE THÈSE

Etude des propriétés des plasmas denses
au moyen d'ondes électromagnétiques de très haute fréquence
(ondes lumineuses)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 17 Juin 1966 devant la Commission d'Examen

MM. GRIVET

Président

BERTEIN

CONSOLI

}

Examineurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Janvier 1966

Le Doyen M. ZAMANSKY

MM. PRENANT	T Anatomie et histologie comparée	BOUSSIÈRES	T Radiochimie
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	COUDURE	T Thermodynamique et mécanique physique
PREVOST	T Chimie organique	MM. FRANC	T Biologie animale CPEM
WYART	T Minéralogie et cristallographie	SCHNELL	T Botanique tropicale
TEISSIER	T Zoologie	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
AUGER	T Physique quantitative et relativité	ACHER	T Chimie biologique
MONNIER	T Physiologie générale	BAUDOUIN	T Biologie animale CPEM
PIVETEAU	T Paléontologie	BEAUMONT	T Biologie animale SPCN
ROCARD	T Physique E.N.S.	BLAMONT	T Géophysique ionosphère
CARTAN	T Mathématiques E.N.S.	BOURFAU	T Botanique
LAFITTE	T Chimie générale	CURIE D.	T Physique MGP
N.	T Géométrie supérieure	DURAND DELGA	T Géologie
COULOMB	T Physique du globe	HILLER	T Physiologie végétale
MM. COUSIN	T Biologie animale SPCN	TORTRAT	T Calcul des probabilités
CHRETIEN	T Chimie minérale	CAILLEUX	T Géologie SPCN
ROCQUET	T Zoologie	MAGRAN	T Physique électrostatique
KASTLER	T Physique E.N.S.	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
EPHRAÏM	T Géologie	FOURCROY	T Biologie végétale SPCN
GAUTHIERET	T Recherches physiques	MM. CHOQUET	T Mécanique analytique et mécanique céleste
LUCAS R.	T Biologie cellulaire	BRUHAT	
THOMAS A.	T Chimie enseignement	Mlle VEIL	T Physiologie générale
SOLEILLET	T Physique CPEM	LWOFF	T Microbiologie
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	SIESTRUNK	T Mécanique physique et expériment.
DRACH	T Mécanique expérimentale des fluides	CADANES	T Mécanique générale
QUENY	T Mécanique expérimentale des fluides	CAIRÉ	T Géographie physique et géologie dynamique
GALLIEN	T Mécanique expérimentale des fluides	COMOLET	T Mécanique des fluides
EICHORN	T Mécanique expérimentale des fluides	DELLA	T Physique de l'atmosphère
DE CUGNAC	T Mécanique expérimentale des fluides	HOUILLON	T Biologie animale CPEM
MM. CAUCHOIS	T Mécanique expérimentale des fluides	OLIVIER	T Anthropologie
THIELER	T Mécanique expérimentale des fluides	SAMUEL	T Mathématiques (ENS jeunes filles)
PONCIN	T Mécanique expérimentale des fluides	THIRY	T Mécanique céleste
DURBEIL	T Mécanique expérimentale des fluides	ABELES	T Physique SPCN
QUELET	T Mécanique expérimentale des fluides	AMAT	T Thermodynamique
CAGNIARD	T Mécanique expérimentale des fluides	AUBOIN	T Géologie
CHAMPTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. BENOIT	T Physique nucléaire et radioactivité
CUVILLIER	T Mécanique expérimentale des fluides	GUILLET	
JUNG	T Mécanique expérimentale des fluides	BOUGIS	T Biologie végétale marine - Villefranche-sur-Mer
TRILLAT	T Mécanique expérimentale des fluides	RIGAUDY	T Chimie SPCN
WIEMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	COLLONQUES	T Chimie CPEM
YASSY	T Mécanique expérimentale des fluides	DUBERT	T Biochimie
DESTOUCHES	T Mécanique expérimentale des fluides	NOZIERES	T Physiologie générale
AMIEL	T Mécanique expérimentale des fluides	CADIOT	T Chimie organique
HOCAET	T Mécanique expérimentale des fluides	IVANOFF	T Océanographie physique
MATHEU J.-P.	T Mécanique expérimentale des fluides	FRANCOIS	T Zoologie
COUTEAUX	T Mécanique expérimentale des fluides	TALBOT	T Génie chimique
CHOQUET	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. NOUGAREDE	T Botanique
FELDMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	BRUHAT	T Mathématique MPC
JOST	T Mécanique expérimentale des fluides	FOURNET	T Electricité générale
SCHWARTZ	T Mécanique expérimentale des fluides	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
CHOUARD	T Mécanique expérimentale des fluides	FILON	T Géologie SPCN
MALAYARD	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. GANS	T Génétique
BRELOT	T Mécanique expérimentale des fluides	GENEVES	T Biologie végétale CPEM
NORMANT	T Mécanique expérimentale des fluides	HUPE	T Pétrographie
BENARD	T Mécanique expérimentale des fluides	HOLLANDE	T Biologie générale
DUGUE	T Mécanique expérimentale des fluides	LIONS	T Analyse numérique
SOULAIRAC	T Mécanique expérimentale des fluides	MAITTE	T Chimie organique
ULRICH	T Mécanique expérimentale des fluides	NICOLAS	T Géologie appliquée
KIKMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	PANGEL	T Biologie générale
CHADFAUD	T Mécanique expérimentale des fluides	RAVIER	T Pétrographie
Mlle LE BRETON	T Mécanique expérimentale des fluides	MOREL P.	T Physiologie comparée
MM. LELONG	T Mécanique expérimentale des fluides	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
DEVILLERS	T Mécanique expérimentale des fluides	ROUBINE	T Electronique E.S.E.
EHRESMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	SILBER	T Chimie CPEM
FRANCON	T Mécanique expérimentale des fluides	UEFFERSFELD	T Electronique
GLANGEAUD	T Mécanique expérimentale des fluides	YVON	T Théories physiques
DODEMENT	T Mécanique expérimentale des fluides	HERVE	T Mathématiques
PIOT	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. PECKER-WIMEL	T Astrophysique
ROCH	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. BALKANSKI	T Physique M.P.C.
SCHATZMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	LE CORRE	T Electricité
TERMIER	T Mécanique expérimentale des fluides	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité
ZAMANSKY	T Mécanique expérimentale des fluides	ESCHALIER	T Biologie animale CPEM
LENNUIER	T Mécanique expérimentale des fluides	BARRAUD	T Physique CPEM
ROUTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	DARS	T Géologie structurale et appliquée
Mme TONNELAT	T Mécanique expérimentale des fluides	CAMEFORT	T Botanique (agréation)
Mme DIXMIE	T Mécanique expérimentale des fluides	VCHNEVSKY	T Mécanique industrielle
Mme SOUCHAY	T Mécanique expérimentale des fluides	SIGWALT	T Chimie SPCN
AGRAIN	T Mécanique expérimentale des fluides	BLAQUIERE	T Electronique
BRUSSET	T Mécanique expérimentale des fluides	BARUCH	T Physique propédeutique
LEVY	T Mécanique expérimentale des fluides	ARNOUS	T Physique théorique
MM. CHAIX	T Mécanique expérimentale des fluides	SLONIMSKI	T Génétique
Mme HUREL PY	T Mécanique expérimentale des fluides	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
Mme PANNETIER	T Mécanique expérimentale des fluides	GAUDEMAR	T Chimie propédeutique
BRUN	T Mécanique expérimentale des fluides	BROUSSE	T Mécanique théorique
DURBEIL	T Mécanique expérimentale des fluides	ROSCHE	T Astronomie
MM. LELONG	T Mécanique expérimentale des fluides	LUY	T Physique expérimentale
BELLAR	T Mécanique expérimentale des fluides	LAZARD	T Mathématiques MPC
DUBOIS J.E.	T Mécanique expérimentale des fluides	MOREL P.	T Physique MPC
LAMOTTE	T Mécanique expérimentale des fluides	ARASAC	T Programmation
OLMER	T Mécanique expérimentale des fluides	LEFEVRE	T Chimie MPC
GAUTHIER	T Mécanique expérimentale des fluides	BOK	T Physique propédeutique
BARCHEWITZ	T Mécanique expérimentale des fluides	CHAPEVILLE	T Biochimie
BROSSEL	T Mécanique expérimentale des fluides	BENOIT	T Physique CPEM
BUSER	T Mécanique expérimentale des fluides	RIO	T Chimie CPEM
CAMUS	T Mécanique expérimentale des fluides	JAUZEIN	T Géologie ENS
CURIEN	T Mécanique expérimentale des fluides	PREVOST G.	T Biologie végétale CPEM
POSSOMPS	T Mécanique expérimentale des fluides	FAVARD P.	T Biologie animale CPEM
PULLMANN	T Mécanique expérimentale des fluides	CHARNIAUX-	T Evolution des êtres organisés
TEILLAC	T Mécanique expérimentale des fluides	COTTON	
VILLE	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. FICINI	T Chimie CPEM
WILLEMART	T Mécanique expérimentale des fluides	LEOUEUX	T Astronomie
FREYMAN	T Mécanique expérimentale des fluides	COHEN-	T Physique atomique
ROLLET	T Mécanique expérimentale des fluides	TANNOUDII	
MM. CHEVALLEY	T Mécanique expérimentale des fluides	TAVERNIER	T Physique CPEM
GERMAIN	T Mécanique expérimentale des fluides	DURAND Michel	T Biologie animale SPCN
LUCAS G.	T Mécanique expérimentale des fluides	PASCAUD	T Physiologie
ALLARD	T Mécanique expérimentale des fluides	MM. PETIT	T Biologie animale CPEM
BERTHELOT	T Mécanique expérimentale des fluides	CAGNAC	T Physique agrégation
BRICARD	T Mécanique expérimentale des fluides	FALK-VAIRANT	T Physique nucléaire
ALBE-FESSARD	T Mécanique expérimentale des fluides	KRASNER	T Mathématiques
Mme JULIA M.	T Mécanique expérimentale des fluides	BENZECRI	T Statistiques
MAGAT	T Mécanique expérimentale des fluides	YVH MAU	T Physique M.G.P.
QUINTIN	T Mécanique expérimentale des fluides	DUQUENNES	T Physique CPEM
MM. MONOD	T Mécanique expérimentale des fluides	SCHUTZEN-	T Programmation
DE POSSSEL	T Mécanique expérimentale des fluides	BERGER	
CHARLOT	T Mécanique expérimentale des fluides	TREMILLON	T Chimie MPC
CHATELET	T Mécanique expérimentale des fluides	FAYARD	T Chimie CPEM
MATTLER	T Mécanique expérimentale des fluides	BUVET	T Physique MPC
		AUTHIER	T Physique CPEM
		PICINRONO	T Electronique
		BONNEVILLE	T Electronique
		MM. PUISEUX DAO	T Biologie végétale

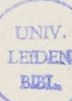
Secrétaire général R. POULLAIN

UNIVERSITÉ DE PARIS — FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

Janvier 1966

MM. MANGENOT G.	T Biologie végétale	KAHANE J.-P.	T Mathématiques
JACQUINOT P.	T Optique	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
GUINIER A.	T Electricité et physique des solides	ROZEN	T Physique C.P.E.M.
GRIVET P.	T Electronique	BERTIN P.	T Electronique
BLANC	T Accélérateur linéaire	MALGRANGE B.	T Mathématiques
LAPIERRE A.	T Génétique des virus	CORABEUF E.	T Physiologie animale
LEMEE G.	T Ecologie végétale	FRIEDEL J.	T Physique des solides
MOYSE A.	T Physiologie végétale	CHÉVAGUON J.	T Cryptogamie
DODE M.	T Chimie thermodynamique	MEYER P.	T Physique théorique et atomique
DENY J.	T Mathématiques	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
RIVIERE A.	T Géologie générale et sédimentologie	CHABRAL R.	T Physique propédeutique
MAY R.	T Chimie minérale	DELCROIX J.-M.	T Physique des plasmas
DELANGE H.	T Anatomie comparée	CERF J.	T Mathématiques
CHAPPELLE J.	T Mécanique	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
LACOMBE P.	T Mécanique	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
BENOIT P.	T Physiologie générale	DE GENNES P.	T Physique des solides
GUINOCHE J.	T Biologie végétale SPCN	MARTY N.	T Physique propédeutique
NERON A.	T Mathématiques	MM. GOURDIN M.	T Physique théorique
NOZERAN R.	T Thermodynamique	PÉREZ-Y-JORBA	T Physique propédeutique
CASTAING R.	T Géologie structurale	GORENFLOT E.	T Biologie végétale SPCN
ELLENBERGER F.	T Chimie biologique	RIOU M.	T Physique nucléaire
LEDERER E.	T Génétique	BROUSSE R.	T Géologie SPCN
RIZET J.	T Biologie animale SPCN	LIORÉ C.	T Physiologie végétale
LENDER T.	T Mathématiques	CLAUSER H.	T Chimie biologique
POTOU G.	T Chimie organique	JANCOVICI B.	T Physique propédeutique
FREON P.	T Chimie organique	LURCAT J.	T Entomologie
TONNELAT	T Biologie physico-chimique	LE BERRE J.	T Biophysique
BRUN J.-M.	T Géologie historique	PÉRIO J.	T Physique propédeutique
JEAN M.	T Physique nucléaire	PETIZON M.	T Sérochimie
BERGERARD J.	T Zoologie	CHEMLA M.	T Chimie des isotopes
KOCER J.	T Paléontologie	MAZIERES C.	T Chimie SPCN
LEFORT M.	T Chimie nucléaire	VILKAS M.	T Chimie CPEM
LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies	BLANDIN A.	T Physique des solides
JULIEN J.	T Chimie structurale organique	BRUN G.	T Génétique
ARNULF A.	T Optique	MERCOURIOFF	T Physique agrégation
ROUAULT M.	T Diffraction électronique	ANDRE J.	T Microscopie électronique
MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée	CHEYALLIER F.	T Physiologie animale
MAZET R.	T Chimie agrégation	MM. MARCOU	T Biologie cellulaire CPEM
DAVID Serge	T Chimie des gaz et des combustibles	BOURD R.	T Physiologie végétale
GURIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles	BERKALOFF A.	T Biologie animale CPEM
LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre	LEFORT M.	T Biologie cellulaire CPEM
KOURGANOFF	T Astronomie	Mme LAMBERT	T Physique CPEM
ARNOLU P.	T Physique électronique	MM. BIZOT J.-C.	T Physique MPC
		GAIRAUD J.-P.	T Mécanique
		LABOUESSSE B.	T Chimie SPCN



Je voudrais, tout d'abord, remercier tous ceux qui m'ont apporté aide et encouragement au cours de l'exécution de ce travail, et spécialement :

- Monsieur le Professeur P. GRIVET qui m'a fait l'honneur de patronner cette thèse ;
- Messieurs S. D. WINTER et J. TAILLET qui m'ont permis de réaliser ce travail au sein des Services de Physique Appliquée et d'Ionique Générale du C.E.N. Saclay ;
- Monsieur T. CONSOLI qui m'a proposé ce sujet et dont les directives, malgré une tâche déjà lourde, m'ont été d'une aide très précieuse ;
- Monsieur L. SLAMA dont les nombreuses discussions et suggestions m'ont guidé très efficacement dans la réalisation de cette thèse ;
- enfin, Monsieur M. CLEMENT et tout le personnel des Services de Physique Appliquée dont l'aide m'a été si utile.





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549020_0030

TABLE DES MATIERES

	Pages
Introduction	7
CHAPITRE I. Sources de plasmas denses	9
1. Torche à plasma haute fréquence	9
2. Compression azimutale	10
3. Focalisation d'un faisceau laser sur une cible métallique	12
CHAPITRE II. Les diagnostics classiques : Leurs limitations	13
1. Mesure de la densité électronique	13
1.1. Sondes électriques	13
1.2. Méthodes optiques	13
1.3. Méthodes hyperfréquences	13
2. Mesure de la température électronique	14
2.1. Sondes électriques	14
2.2. Méthodes optiques	14
2.3. Méthodes hyperfréquences	14
2.4. Méthodes diverses	14
CHAPITRE III. Mesure de la densité électronique d'un plasma par résonances dans une cavité	
Fabry-Pérot : rappels théoriques	17
1. Conditions de résonance dans une cavité Fabry-Pérot	18
1.1. Cavité confocale	18
1.2. Cavité non confocale à miroirs identiques	21
1.3. Cavité non confocale à miroirs différents	23
2. Relations entre l'indice de réfraction d'un plasma et sa densité électronique	25
2.1. Indice de réfraction d'un gaz neutre	26
2.2. Indice de réfraction d'un plasma	26
2.3. Indice de réfraction total	28
3. Exemples d'application	28
3.1. Influence des neutres	29
3.2. Relation entre la densité électronique et le nombre de franges	
3.2.1. Deux miroirs plans	30
3.2.2. Un des miroirs est sphérique	31
CHAPITRE IV. Rappels théoriques de la diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma	35
1. Diffusion d'une onde électromagnétique par un électron libre	35
1.1. Electron au repos	35
1.2. Electron en mouvement	37
2. Diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma	37
2.1. Calcul de la section efficace différentielle de diffusion	38
2.2. Spectre de fréquence de l'onde électromagnétique diffusée	40
2.2.1. Fluctuations thermiques	40
2.2.2. Influence du champ électrostatique	41
2.2.3. Influence des collisions	47
2.2.4. Influence d'un champ magnétique et d'une vitesse de dérivé	48
3. Exemples d'applications	48
3.1. Cas où α est plus petit que 0,5	50
3.2. Cas où α est plus grand que 3	52
3.3. Cas où α est compris entre 0,5 et 3	52
3.4. Cas particuliers	52
CHAPITRE V. Mesure de la densité électronique d'un plasma par résonances dans une cavité	
Fabry-Pérot : Expérimentation	55
1. Réalisation	55
1.1. Elimination des vibrations parasites	55
1.2. Elimination de la lumière parasite issue du plasma	55
1.3. Les lasers	56
1.4. Moyens de détection	56
2. Expérience préliminaire	56
3. Expérimentation	59
3.1. Torche haute fréquence	59
3.2. Compression azimutale	59
3.2.1. Conditions expérimentales	59
3.2.2. Mode opératoire	60
3.2.3. Résultats expérimentaux	60
3.2.3.1. Plasma d'hydrogène	60
3.2.3.2. Plasma d'argon	60
3.2.3.3. Plasma d'azote	63
3.2.3.4. Plasma de xénon	63
3.2.4. Interprétation des résultats	63
3.2.4.1. Plasma d'hydrogène	63
3.2.4.2. Plasmas d'argon, d'azote et de xénon	67

3.3. Bouffées de plasma	68
3.3.1. Conditions expérimentales	68
3.3.2. Bouffée de plasma n° 1	68
3.3.3. Bouffée de plasma n° 2	69
3.3.3.1. Pression atmosphérique	69
3.3.3.2. Pression variable	73
3.4. Interprétation des résultats	73
3.4.1. Bouffée de plasma n° 1	73
3.4.2. Bouffée de plasma n° 2	73

CHAPITRE VI. Diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma :

expérimentation	75
1. Phénomènes parasites	75
2. Plasmas utilisés	76
3. Dispositif expérimental	77
3.1. Les sources de lumière	77
3.2. Montage expérimental	77
4. Résultats expérimentaux	80
4.1. Présentation des résultats	81
4.2. Diffusion de la lumière par un gaz neutre	82
4.2.1. Laser n° 1	82
4.2.2. Laser n° 2	84
4.3. Diffusion de la lumière par un plasma (laser n° 1)	84
4.4. Diffusion de la lumière par un plasma (laser n° 2)	88
4.4.1. Sensibilité du photo-multiplicateur n° 1 en fonction de la haute tension	88
4.4.2. Intensité de la lumière parasite en fonction de la fréquence	88
4.4.3. Position 11460 (6943 Å)	91
4.4.4. Position 11420 (6968 Å)	91
4.4.5. Position 11400 (6981 Å)	91
4.4.6. Position 11300 (7044 Å)	91
4.4.7. Position 11250 (7076 Å)	92
4.4.8. Position 11200 (7108 Å)	92
4.4.9. Position 11520 (6905 Å)	92
5. Interprétation des résultats	93
5.1. Spectre du signal diffusé	93
5.2. Calcul de la densité électronique	97
5.3. Calcul de la température électronique	99
5.4. Discussion des résultats	100

CHAPITRE VII. Diagnostics divers

1. Mesure de la densité électronique par effet Stark	103
1.1. Torche haute fréquence	104
1.2. Compression azimutale	106
2. Mesure de la température par comparaison d'intensités de raies	106
2.1. Torche haute fréquence	111
2.2. Compression azimutale	114
3. Sondes de Langmuir (compression azimutale)	115
3.1. Sonde simple	115
3.2. Sonde double	115
4. Spectrographie d'émission (bouffées de plasma)	118
4.1. Bouffée de plasma n° 1	118
4.2. Bouffée de plasma n° 2	119
5. Convertisseur d'images (bouffée de plasma n° 1)	119
6. Sondes électriques (bouffées de plasma)	125

CHAPITRE VIII. Discussion des résultats. Interprétation

1. Torche haute fréquence	129
2. Compression azimutale	129
2.1. Densité électronique	130
2.2. Température électronique	131
3. Bouffées de plasma	131
3.1. Densité électronique	131
3.2. Température	131
4. Choix des méthodes	132

Conclusion	133
------------------	-----

Références	134
------------------	-----

INTRODUCTION

La détermination précise des différents paramètres d'un gaz ionisé, c'est-à-dire essentiellement la densité et la température des particules, constitue un des problèmes importants de la physique des plasmas. Dès que ces paramètres s'écartent des valeurs moyennes habituellement rencontrées dans les plasmas de laboratoire, les techniques de mesure se compliquent.

En ce qui concerne la température électronique, on manque de méthodes de mesure précises si la température se situe entre une dizaine et quelques centaines d'électrons-volts, particulièrement si le plasma considéré est un plasma dense. En effet, ou bien les méthodes de mesure deviennent inapplicables, ou bien l'interprétation des résultats est très délicate.

Quant à la mesure de la densité, elle pose également des problèmes dès que sa valeur dépasse 10^{15} électrons par cm^3 , les méthodes classiques de mesure telles que l'interférométrie hyperfréquence n'étant plus applicables.

Nous nous sommes donc attachés à l'étude des plasmas denses définis du point de vue du diagnostic comme étant ceux dont la densité n'est pas mesurable par les ondes électromagnétiques U.H.F. les plus courtes que l'on sache produire actuellement avec des générateurs hyperfréquences à cavité, c'est-à-dire des plasmas dont la densité est supérieure à la limite indiquée précédemment.

Nous avons voulu utiliser les lasers qui constituent une source d'onde électromagnétique puissante, de fréquence très élevée, en tant qu'instruments de diagnostic des plasmas denses. Nous avons pour cela employé deux méthodes de mesures, très différentes dans leur conception, utilisant un laser.

Pour la première d'entre elles, on utilise comme source électromagnétique un laser à gaz. La méthode est une interférométrie qui permet de mesurer la densité électronique par variation de chemin optique à l'intérieur d'une cavité Fabry-Perot, de manière à accroître par réflexions multiples le nombre de parcours dans le plasma. Cette méthode présente sur les interférométries optiques classiques basées sur l'utilisation des interféromètres de type Mach-Zehnder, Michelson et autres, l'avantage que le laser peut être son propre détecteur, ce qui rend une telle interférométrie beaucoup plus maniable.

L'autre méthode est basée sur la diffusion du faisceau de lumière émis par un laser à rubis, par le plasma à mesurer. Les électrons soumis au champ électromagnétique de l'onde incidente ré-émettent un rayonnement dont l'intensité permet de déterminer la densité électronique, et dont le spectre de fréquence fournit la température électronique et même dans certains cas, comme on le verra plus loin, la température ionique. Cette méthode qui, dans le cas où la source est un générateur U.H.F., a été utilisée sur le plasma ionosphérique n'a pu jusqu'ici être appliquée de façon tout à fait satisfaisante sur des plasmas de laboratoire.

Dans le travail présenté ici, nous décrivons tout d'abord les sources de plasma dense susceptibles d'être utilisées et dont la réalisation ne soit pas trop complexe. Nous rappelons ensuite les méthodes classiques de diagnostic et leurs limitations dans l'étude des plasmas denses. Nous indiquons alors, les résultats théoriques relatifs aux deux méthodes de diagnostic étudiées ici, puis nous décrivons les résultats expérimentaux obtenus dans leur application sur différents plasmas denses. Dans les expériences décrites, nous avons essayé de déterminer la température et la densité électronique à l'aide d'autres méthodes de diagnostic pour comparer et recouper les résultats des mesures.

La comparaison des résultats trouvés par ces différents procédés permet de mettre en évidence l'intérêt et les limites d'utilisation de ces nouvelles méthodes basées sur l'emploi des lasers dans le diagnostic des plasmas denses et chauds.

CHAPITRE PREMIER

SOURCES DE PLASMAS DENSES

Les machines à plasma cherchant à produire la fusion thermonucléaire contrôlée s'orientent, évidemment, vers la recherche des plasmas les plus denses et les plus chauds possibles. Des plasmas denses se rencontrent également en dehors des buts thermonucléaires, par exemple dans la conversion d'énergie thermique en énergie électrique par un processus thermodynamique. Les veines chaudes contiennent des charges et la densité atteint couramment des valeurs comprises entre 10^{15} et 10^{17} e/cm³. Dans les machines dites à but thermonucléaire, la densité d'énergie est proportionnelle au produit nT où n est la densité et T la température. Si les températures très élevées n'ont pas été atteintes, par contre, les densités de particules sont supérieures à 10^{17} e/cm³.

Ayant des objectifs différents, nous avons cherché des sources de plasma moins complexes qui permettent d'atteindre des densités aussi élevées, mais avec des températures très modestes (entre 1 et 50 eV)

Nous avons, pour cela, choisi trois types de plasma :

- torche à plasma haute fréquence,
- compression azimutale,
- focalisation d'un faisceau laser sur une cible métallique.

Nous les décrirons ici simplement, en indiquant le principe de fonctionnement sans entrer dans les détails théoriques.

1 - Torche à plasma haute fréquence

La torche à plasma haute fréquence, appelée aussi chalumeau à plasma, a trouvé de nombreuses applications. Elle est maintenant produite industriellement.

Le principe de fonctionnement de cette torche décrit par T.B. Reeds/ 1/ est le suivant. Un jet de gaz neutre (de l'argon le plus souvent), à la pression atmosphérique, est envoyé à faible vitesse dans un tube de quartz débouchant à l'air libre. Un enroulement de quelques spires, alimentées en haute fréquence (entre 1 et 10 MHz), entoure le tube vers son extrémité. Si, par un dispositif d'amorçage convenable, le milieu est préalablement ionisé, sa conductivité devient suffisante pour que le gaz soit alors chauffé par des courants haute fréquence d'origine inductive. Le couplage entre le milieu ionisé et les spires inductives est alors très élevé et la plus grande partie de la puissance débitée par le générateur sert à chauffer le gaz. Un plasma est donc créé et il s'entretient par la seule puissance de la source haute fréquence.

Le plasma se présente sous forme d'un fuseau effilé, bien centré dans l'axe du tube et nettement détaché des parois (figure 1, page 12). La torche haute fréquence dont nous nous sommes servis était alimentée par 6 buses d'arrivée de gaz soufflant le long des parois selon un angle de 45° avec l'axe, de manière à créer un rideau de gaz frais sur le tube de quartz en laissant au centre une zone tourbillonnante à renouvellement lent et favorable à l'entretien de la décharge

La décharge se produit dans les conditions suivantes :

- diamètre intérieur du tube 27 mm
- débit d'argon 6 à 10 litres/minute
- fréquence H.F. 3 MHz
- puissance nominale du générateur 2 kW

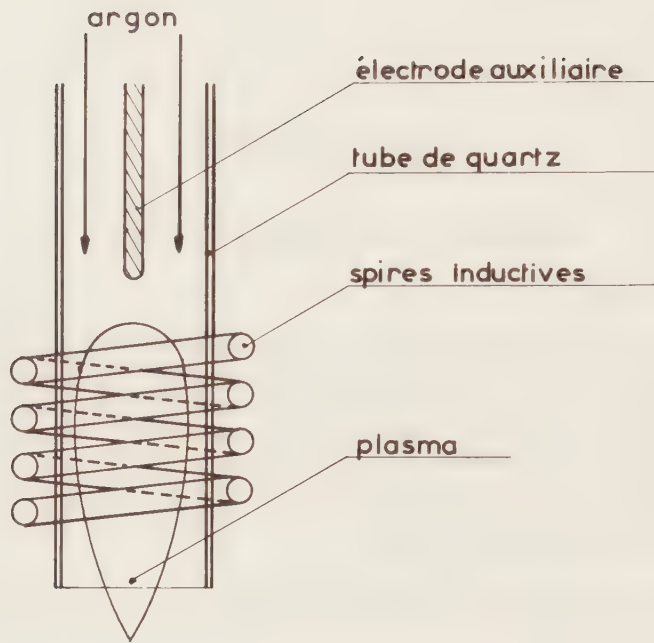


figure 1

Les spires de chauffage inductif sont refroidies à l'eau.

L'amorçage est réalisé grâce à un arc continu auxiliaire (50 V, 40 A) jaillissant entre deux électrodes de carbone qui peuvent être retirées une fois le plasma établi.

Nous pouvons faire un calcul grossier de la température ainsi obtenue. Si on néglige les pertes par convection le long des parois et les pertes par rayonnement, la puissance H.F. absorbée par le plasma en élève la température d'une quantité $\Delta\theta$ telle que :

$$4,18 MC \Delta\theta = P \text{ (watts)}$$

où M est la masse de gaz débité en grammes/sec. et C la chaleur spécifique moyenne du gaz.

$$\begin{aligned} \text{Pour l'argon à } 10 \text{ l/mn} \quad M &= 0,6 \text{ g} \\ C &= 0,1 \end{aligned}$$

Il en résulte, si $P = 2 \text{ kW}$

$$\Delta\theta = \frac{P}{4,18 MC} = 8000 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

D'autre part, l'expérience ayant montré que des ondes hyperfréquences de 1 mm de longueur d'onde étaient réfléchies ou diffusées par ce plasma, il nous a paru intéressant d'utiliser cette torche comme milieu d'étude en raison des densités importantes de ce plasma et de l'absence de toute enceinte réfléchissante.

2 - Compression azimuthale

La production de plasma par la compression d'un courant gazeux avec un champ magnétique est bien connue. Nous utilisons ici une compression azimuthale dite aussi theta pinch.

On applique un champ magnétique axial intense qui croît très rapidement. Le champ électrique induit ionise quelques molécules gazeuses. La couche cylindrique de plasma qui se forme près des parois

est alors comprimée vers l'intérieur avec une vitesse plus grande que celle du son, sous l'effet du champ magnétique variable qui agit comme une paroi cylindrique mobile. Ceci a pour effet d'augmenter la densité et l'énergie des particules ionisées à cause des collisions qui transforment, d'une manière irréversible, l'énergie magnétique en énergie thermique.

Des courants azimutaux, I_θ , sont produits par le champ magnétique. Si on appelle B_z la composante radiale du champ, la force magnétique qui propulse les particules vers le centre est égale à $I_\theta B_z$.

Le champ magnétique est produit par la décharge d'un condensateur à travers une monospire. La compression a lieu pendant la première alternance de l'oscillation du courant de décharge.

A l'aide d'un tel montage, des températures élevées ont pu être atteintes mais au prix d'une grosse dépense d'énergie. Ne cherchant pas à obtenir de très fortes températures, nous nous sommes contentés d'un montage relativement peu encombrant qui permette simplement d'obtenir des densités élevées.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 2. Le condensateur a pour valeur $2,5 \mu F$ et sa tension maximum de charge est de 20 kV. Le diélectrique est de l'huile. Avec une tension de charge de 20 kV, il ne faut pas travailler à une cadence supérieure à une décharge toutes les 15 secondes si l'on ne veut pas fatiguer le condensateur. Pour cette tension, l'énergie emmagasinée dans le condensateur est de 500 joules.

Ce condensateur se décharge à l'aide d'un igniteur. Un étage de mise en forme déclenche un thyatron qui envoie sur l'igniteur une impulsion de l'ordre de 5 kV. Sur l'extrémité de l'igniteur, un petit arc se forme et par photoionisation, le condensateur peut se décharger entre les deux électrodes (figure 2).

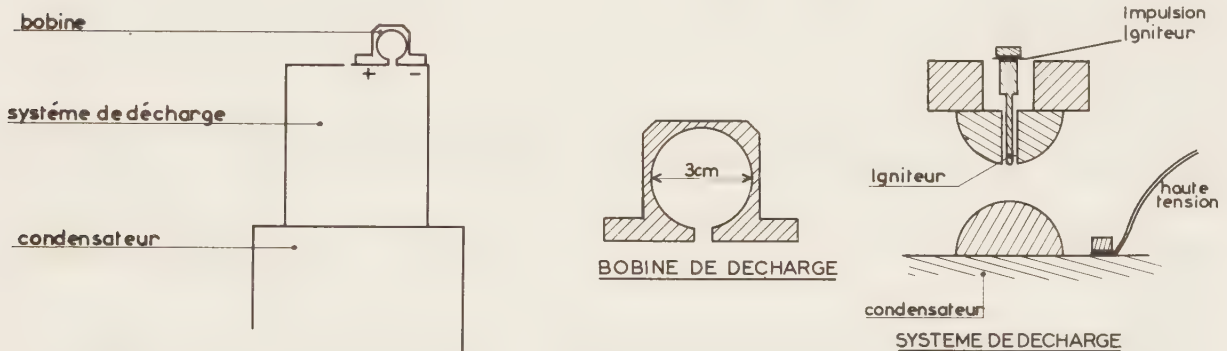


figure 2

Le champ magnétique est produit par une monospire massive de 3 cm de diamètre et de 3 cm de long.

La fréquence d'oscillation de l'ensemble self condensateur est de 300 kHz et les pertes résistives du montage sont telles que seule la première alternance est importante. Les autres sont très fortement atténuées.

Nous pouvons faire une estimation rapide du champ magnétique ainsi obtenu. Si l'on suppose que le courant dans la bobine forme une nappe circulaire, le champ magnétique a pour expression /2/ :

$$B = \mu_0 i_s \left[\frac{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}{2} \right]$$

Le diamètre de la bobine étant égal à sa longueur, $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{4}$.

La densité de courant i_s est égale à $\frac{I}{L}$ où L est la longueur de la bobine.

A la résonance, I est égal à :

$$I = C \omega V$$

Avec : $C = 2,5 \mu F$

$$V = 20 \text{ kV}$$

$$f = 300 \text{ kHz}$$

$$L = 3 \text{ cm}$$

Nous avons : $I = 100.000 \text{ A}$

$$B = 28.000 \text{ gauss}$$

C'est la valeur maximum atteinte par le champ magnétique. En travaillant à des pressions suffisamment élevées (de l'ordre du Torr), nous avons pu obtenir des plasmas dont la densité électronique soit suffisamment élevée, de l'ordre de 10^{15} à 10^{17} e/cm^3

3 - Focalisation d'un faisceau laser sur une cible métallique

Nous avons choisi une technique de production plus originale, de manière à obtenir des plasmas dont la densité électronique soit très élevée

On produit une bouffée de plasma par l'impact du faisceau d'un laser monopulse puissant sur une cible métallique qui peut être gorgée de gaz. Le faisceau de lumière est concentrée de façon telle qu'au point focal la densité de puissance soit suffisamment élevée pour que le métal subisse une élévation thermique considérable et qu'une bouffée de plasma soit ainsi créée. Nous ne décrivons pas ici les théories qui concernent les mécanismes de production de cette bouffée, théoriques complexes qui sont en cours d'élaboration.

Dans nos expériences, la cible est en aluminium. Le choix de ce métal comme support de l'ionisation n'a été conditionné que par des considérations de commodité et d'approvisionnement en métal à peu près pur (pureté supérieure à 99 %).

Nous avons pu disposer de deux lasers à rubis tous deux déclenchés. Le premier fournit 30 millijoules pendant 40 ns (bouffée de plasma n° 1), le second 1 joule pendant le même temps (bouffée de plasma n° 2).

Sur la figure 3, une photographie montre la bouffée de plasma n° 1 obtenue avec une lentille dont la distance focale est de 10 cm. L'axe de visée de l'appareil photographique est tangent à la cible. Sur cette photographie, on peut distinguer une partie centrale brillante dont une moitié est la bouffée de plasma et l'autre le reflet de cette bouffée sur l'aluminium. Il y a aussi un certain nombre de projections métalliques qui ne nous intéressent pas. Le halo lumineux, que l'on peut également observer, résulte de l'illumination du support mécanique de la cible par la lumière issue du plasma.

Ces bouffées de plasma nous ont permis d'obtenir des densités électroniques très élevées, comprises entre 10^{16} et 10^{18} e/cm^3 .



DIRECTION DU
FAISCEAU LASER

figure 3 - Plasma obtenu par focalisation d'un faisceau laser sur une cible métallique.

CHAPITRE II

LES DIAGNOSTICS CLASSIQUES, LEURS LIMITATIONS

Dans ce chapitre, nous passons rapidement en revue les diverses méthodes de diagnostic usuellement employées pour déterminer la densité et la température d'un plasma.

1 - Mesure de la densité électronique

Il y a trois grandes méthodes de mesure de la densité électronique : électriques, optiques, hyperfréquences.

1.1 - Sondes électriques :

La sonde électrique ou sonde de Langmuir est une des méthodes les plus anciennes et des plus fréquemment utilisées. Une sonde polarisée positivement ou négativement permet de tirer du plasma soit un courant d'électrons, soit un courant d'ions. Nous ne rappellerons pas la théorie des sondes de Langmuir, théorie qui est bien connue. Disons simplement qu'une des hypothèses de base de cette théorie est que la présence de la sonde ne perturbe pas le plasma. Or, pour un plasma d'hydrogène dont la densité est de 10^{16} e/cm³ et la température de 10 eV, l'ordre de grandeur du courant de saturation ionique, pour une sonde cylindrique dont la surface est de 5 mm², est de 130 A et celui du courant de saturation électronique de 5.000 A. Du fait qu'il faille obtenir les courants de saturation pour interpréter correctement les courants de sonde observés, on peut se rendre compte que la présence de courants aussi élevés au sein du plasma ne peut que fortement perturber le milieu. Par conséquent, pour des plasmas dont la densité électronique est élevée, les sondes électrostatiques sont pratiquement inutilisables.

1.2 - Méthodes optiques :

Les méthodes telles que la mesure de l'élargissement des raies d'excitation par un champ électrique (effet Stark), ou bien une interférométrie optique de type Michelson ou Mach Zehnder, sont bien adaptées pour mesurer la densité électronique des plasmas denses.

En ce qui concerne l'élargissement par effet Stark, il faut, pour en déduire la densité, connaître la température. Plus la densité est élevée, plus l'erreur est grande.

Les interférométries optiques permettent elles aussi de déterminer la densité électronique, mais l'appareillage utilisé est complexe. La présence notamment d'un grand nombre de miroirs qui doivent être parfaitement alignés rend ces interféromètres très sensibles aux vibrations mécaniques. Il faut notamment prévoir des socles massifs, ce qui les rend finalement très onéreux et peu souples.

Ces deux méthodes ne permettent d'obtenir que des densités moyennes intégrées sur toute la longueur du plasma.

1.3 - Méthodes hyperfréquences :

Ces méthodes, telles que les méthodes interférométriques ou celle dite de la cavité, sont d'un emploi très précieux pour mesurer la densité, mais elles ne sont évidemment plus valables dans le cas des plasmas denses, puisque l'onde électromagnétique est absorbée ou réfléchiée par le plasma.

2 - Mesure de la température électronique

Cette mesure est en général plus délicate que la mesure de la densité électronique.

2.1 - Sondes électriques :

Une sonde de Langmuir permet également de mesurer la température par la détermination de la pente de la caractéristique mais, pour les plasmas denses, on se heurte aux difficultés énoncées plus haut.

2.2 - Méthodes optiques :

Une méthode très utilisée consiste à mesurer l'élargissement des raies résultant de l'effet Doppler. Ceci permet de mesurer la température ionique et, si l'on suppose un plasma en équilibre thermodynamique, on peut en déduire la température électronique. Malheureusement, cette méthode n'est pas applicable aux plasmas denses. En effet, dans ce cas, l'élargissement est toujours relativement faible par rapport à celui qui est conséquent de l'effet Stark. Par exemple, pour un plasma d'hydrogène où : $N_e = 10^{16} \text{ e/cm}^3$ et $T = 10 \text{ eV}$, l'élargissement par effet Stark de la raie $H\beta$ (4.860 Å) est de 10,5 Å et celui par effet Doppler est de 0,67 Å. Pour la même densité, si $T = 1 \text{ KeV}$, l'élargissement par effet Doppler est de 6,7 Å. Pour des plasmas denses, cette méthode est donc pratiquement inapplicable.

La seule méthode qui y soit adaptée est la densitométrie des raies spectrales. En effet, l'intensité des raies est une fonction de la température. En conséquence, soit par une mesure d'intensité absolue, soit par comparaison des niveaux des différentes raies du même atome, soit encore par comparaison avec un éventuel fond continu, on peut en déduire la température. Cette méthode est délicate en raison du principe même de la mesure. En effet, les mesures de densitométrie sont toujours très difficiles et les erreurs expérimentales peuvent être très élevées. D'autre part, plus la température est élevée, plus la précision de la mesure est médiocre.

Il y a d'autre part des problèmes d'interprétation qui sont parfois très délicats. Pour déduire une valeur de la température de ces mesures, il faut faire appel à la loi de Saha qui suppose le plasma en équilibre thermodynamique. Si on est loin de l'équilibre, on peut faire de très grandes erreurs. Le calcul fait appel aux probabilités d'excitation qui sont des valeurs expérimentales et, selon les auteurs, on peut trouver des différences importantes entre ces valeurs. D'autre part, si le plasma est très ionisé, il est peu lumineux et, de toutes manières, la lumière émise provient d'atomes ionisés qui retombent sur un niveau inférieur. On peut alors se demander si la température que l'on peut en déduire est bien celle du milieu ou si elle est plus basse que la température réelle.

Les températures ainsi mesurées sont des moyennes dans l'espace et il est assez difficile de remonter à la température maximum si les gradients de température, au sein du plasma, sont faibles.

Faute de mieux, on peut avoir une idée très grossière de la température ionique par une spectrographie d'émission. Cela permet de connaître l'état d'ionisation du plasma et d'avoir ainsi un ordre de grandeur de la température qui y règne.

2.3 - Méthodes hyperfréquences :

Là aussi, une méthode de mesure de la température telle que la radiométrie n'est pas utilisable, car le radiomètre ne pourra recueillir que le bruit qui provient des couches externes, peu denses du plasma, puisque celui qui provient des parties plus denses est absorbé par le plasma.

2.4 - Méthodes diverses :

Dans certains cas particuliers, on peut appliquer d'autres méthodes. Nous ne pouvons toutes les décrire. Nous citerons simplement les mesures de temps de vol qui, dans certains plasmas pulsés, permettent de déterminer la température ionique. Il y a aussi les mesures de rayonnement X qui ne sont utilisables que si la température est relativement élevée (au-dessus de 200 eV).

Parmi toutes les méthodes citées, sauf en ce qui concerne le rayonnement X pour les plasmas très chauds, seules les méthodes optiques sont applicables dans le cas des plasmas denses. Si les mesures de densité sont assez précises, les mesures de température le sont beaucoup moins. Le fait que pour les plasmas denses et chauds, la lumière émise par le plasma soit d'autant moins intense que le plasma est plus ionisé, ne fait que compliquer le problème.

A priori, la méthode interférométrique utilisant un laser à gaz offre tous les avantages des interféromètres optiques classiques et en supprime certains inconvénients, puisqu'elle ne comporte qu'un seul miroir. L'expérience nous montrera s'il y en a d'autres. D'autre part, la diffusion par un plasma d'une onde électromagnétique émise par un laser est complètement indépendante de la lumière émise par le plasma et elle ne suppose pas un équilibre thermodynamique parfait au sein du plasma. Elle semble donc éliminer les inconvénients inhérents aux autres méthodes et permettre une mesure de la température sans discontinuité et de façon précise.

CHAPITRE III

MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE D'UN PLASMA PAR RESONANCES DANS UNE CAVITE FABRY-PEROT : RAPPELS THEORIQUES

La méthode interférométrique que nous utilisons pour mesurer la densité électronique d'un plasma est basée sur le principe de fonctionnement d'une cavité Fabry-Perot, principe qui est à la base même du fonctionnement d'un laser à gaz.

Le faisceau de lumière qui sort d'une extrémité du laser (voir figure 4) traverse le plasma. Ce faisceau est renvoyé par un miroir M_3 plan ou sphérique, dans le laser. Une partie de ce faisceau est elle-même réfléchi par le miroir avant du laser (miroir M_2) et se trouve renvoyée vers le miroir M_3 , et ainsi de suite. Le plasma se trouve ainsi au sein d'une cavité à coefficient de surtension élevé.

Quand l'alignement des miroirs M_1 M_2 M_3 est réalisé, les cavités M_1 M_2 et M_2 M_3 se trouvent couplées. En effet, la phase du signal renvoyé par la cavité M_2 M_3 dans la cavité M_1 M_2 influe sur l'amplitude du faisceau laser qui sort en M_1 . Les fréquences de résonance de la cavité M_2 M_3 dépendent de l'indice optique du milieu ambiant, donc de l'indice de réfraction du plasma. Par suite du fonctionnement de la cavité Fabry-Perot en cavité multimodes, tout changement de l'indice de réfraction du plasma excite dans la cavité une suite de résonances à la fréquence laser. La phase du signal renvoyé par la cavité M_2 M_3 variant au voisinage d'une résonance, l'amplitude du faisceau sortant en M_1 passe par un extremum chaque fois que l'on traverse une résonance. Le nombre de ces résonances permet de calculer l'indice de réfraction du plasma.

Les rappels théoriques que nous ferons maintenant nous permettront de relier le nombre de ces extremums à la densité électronique du plasma.

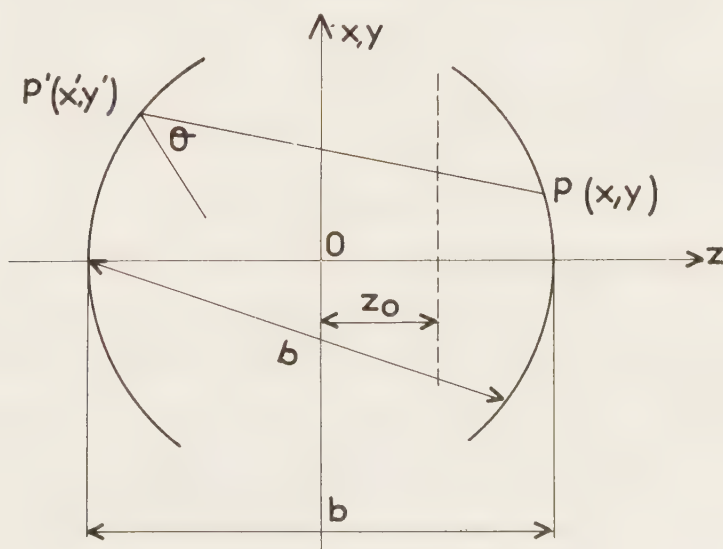


figure 4

1 - Conditions de résonance dans une cavité Fabry-Perot

Nous devons déterminer les conditions de résonance dans une cavité Fabry-Perot de manière à trouver la relation qui lie l'indice de réfraction au nombre d'extremums. Ces conditions ont été calculées par de nombreux auteurs, notamment par Soohoo /3/, Fox /4/, Tingye Li /5/, etc... Nous reprenons ici les calculs de Boyd, Gordon et Kogelnik /6/.

La cavité qui nous intéresse est une cavité dont les miroirs peuvent avoir des rayons de courbure différents. Pour résoudre le problème, il faut d'abord traiter le cas d'un résonateur confocal, c'est-à-dire d'une cavité dont les miroirs ont même rayon de courbure et dont chacun des centres de courbure se trouve sur l'autre miroir. En effet, on peut montrer que, dans le cas d'une cavité confocale, les miroirs sont des surfaces équiphases. Par suite, dans le cas où la cavité n'est plus confocale, il suffira de trouver deux surfaces équiphases que l'on remplacera par un système confocal, système qui est équivalent du point de vue résonances, à la cavité non confocale.

1.1 - Cavité confocale :

Considérons tout d'abord la cavité confocale schématisée sur la figure 5. Les dimensions de la cavité étant très grandes par rapport à la longueur d'onde, nous effectuerons les calculs en nous servant du principe d'Huyghens.

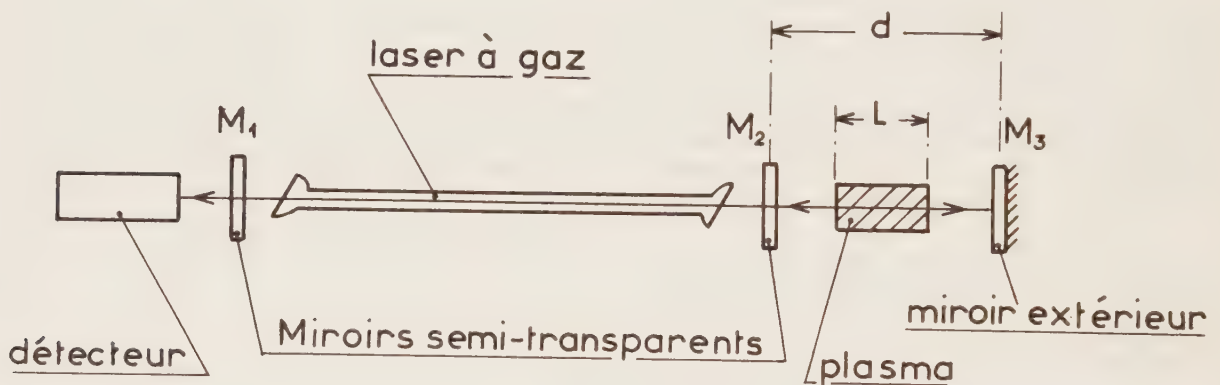


figure 5

On suppose que le champ sur la surface P' est linéairement polarisé dans la direction y. On peut toujours l'écrire sous la forme :

$$(1) \quad E_0 f_m(x') g_n(y')$$

où E_0 est un facteur dont l'amplitude est constante.

En un point P (x, y) de l'autre surface, on peut considérer le champ comme la somme des contributions des sources ponctuelles d'Huyghens réparties sur toute la surface P'. On trouve alors l'expression suivante pour le champ :

$$(2) \quad E_y = \int_{S'} \frac{ik(1 + \cos \theta)}{4\pi\rho} e^{-ik\rho} E_0 f_m(x') g_n(y') dS'$$

où

- ρ est la distance entre P et P'
- θ l'angle entre PP' et la normale
- k la constante de propagation.

Boyd et Gordon calculent tout d'abord le champ sur les réflecteurs en les supposant carrés et de dimensions $2a$ (a petit devant b , distance entre les miroirs). En conséquence, θ est pratiquement nul. Les fonctions propres de la cavité confocale sont définies par la relation :

$$(3) \quad E_y = E_1 f_m(x) g_n(y)$$

$$(4) \quad E_1 = \tau_m \tau_n E_0$$

Les valeurs propres τ_m et τ_n sont généralement complexes et permettent de déterminer l'amplitude et la phase de E_1 .

On peut écrire :

$$(5) \quad \tau_m \tau_n f_m(x) g_n(y) = \iint_{-a}^{+a} \frac{ik}{2\pi\rho} f_m(x') g_n(y') dx' dy'$$

Pour de petites ouvertures, ρ varie peu autour de b .

Si l'on pose :

$$c = \frac{ka^2}{b} = 2\pi \left(\frac{a^2}{b\lambda} \right)$$

$$X = \frac{x\sqrt{c}}{a}$$

$$Y = \frac{y\sqrt{c}}{a}$$

l'équation (5) peut s'écrire :

$$(6) \quad \tau_m \tau_n F_m(X) G_n(Y) = \frac{ie^{-ikb}}{2\pi} \int_{-\sqrt{c}}^{+\sqrt{c}} F_m(X') e^{iXX'} dX' \\ \times \int_{-\sqrt{c}}^{+\sqrt{c}} G_n(Y') e^{iYY'} dY'$$

Par une décomposition en série de Fourier, on peut montrer que les fonctions propres, solutions de l'équation (6), sont des fonctions sphériques de la forme :

$$S_{0m} \left(c, \frac{x}{a} \right) \quad S_{0n} \left(c, \frac{y}{a} \right)$$

Ces fonctions étant réelles, les réflecteurs sont donc effectivement des surfaces équiphasées. La différence de phase entre ces deux surfaces confocales est égale à la phase de $\tau_m \tau_n$.

$$(7) \quad \tau_m \tau_n = \chi_m \chi_n e^{-ikb}$$

$$\text{avec} \quad \chi_m = \sqrt{\frac{2c}{\pi}} i^m R_{0m}(c, 1) \quad m = 0, 1, 2, 3,$$

La condition de résonance s'exprime en écrivant que cette différence de phase est un multiple entier q de 2π

$$(8) \quad \begin{aligned} \tau_m \tau_n &= \sqrt{\frac{2c}{\pi}} i^m R_{0m}(c, 1) \times \sqrt{\frac{2c}{\pi}} i^n R_{0n}(c, 1) e^{-ikb} \\ &= \frac{2c}{\pi} R_{0m}(c, 1) R_{0n}(c, 1) i^{m+n+1} e^{-ikb} \end{aligned}$$

$$\text{Par suite :} \quad \boxed{2\pi q = 2 \left[(m+n+1) \frac{\pi}{2} - kb \right]} \quad (9)$$

L'équation (9) est la condition de résonance dans une cavité confocale

Si l'on veut, par la suite, utiliser des résonateurs équivalents, il faut calculer l'expression générale du champ en un point quelconque z de la cavité. Les calculs sont analogues aux précédents.

Les fonctions $F_m(c, \frac{x}{a})$ et $G_n(c, \frac{y}{a})$ peuvent être approchées par des fonctions de Gauss-Hermite. Boyd et Gordon trouvent, pour le champ, l'expression suivante :

$$(10) \quad \begin{aligned} \frac{E(x, y, z_0)}{E_0} &= \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \frac{\Gamma(\frac{m}{2}+1) \Gamma(\frac{n}{2}+1)}{\Gamma(m+1) \Gamma(n+1)} H_m \left[X \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \right] \\ &\times H_n \left[Y \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \right] e^{\frac{-k\omega^2}{b(1+\xi^2)}} \\ &\times \exp \left[-i \left\{ k \left[\frac{b}{2} (1+\xi) + \frac{\xi}{1+\xi^2} \frac{\omega^2}{b} \right] - (1+m+n) \left(\frac{\pi}{2} \varphi \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

$$\text{avec :} \quad \begin{cases} \omega^2 = x^2 + y^2 \\ \xi = \frac{2z_0}{b} \\ \text{tg } \varphi = \frac{1-\xi}{1+\xi} \end{cases}$$

La partie imaginaire de cette expression est essentielle pour la suite des calculs

Si $z_0 = \frac{b}{2}$ et $-\frac{b}{2}$, on retrouve l'équation (9).

En effet :

$$\text{si } z_0 = \frac{b}{2} \quad \xi = 1 \quad \varphi = 0$$

$$\text{si } z_0 = -\frac{b}{2} \quad \xi = -1 \quad \varphi = \frac{\pi}{2}$$

la différence de phase devient :

$$\left(k \left[b + \frac{1}{2} \frac{S}{b} \right] - (1+m+n) \frac{\pi}{2} \right) - \left(k \left[\frac{1}{2} \frac{S}{b} \right] \right) = kb - (1+m+n) \frac{\pi}{2}$$

Donc, quand on aura déterminé les paramètres d'une cavité confocale équivalente, il suffira d'utiliser l'équation (10) pour obtenir les conditions de résonance.

Pour déterminer un tel résonateur équivalent, nous allons identifier les principales caractéristiques du résonateur confocal et celles du résonateur non confocal

Si l'on néglige l'angle φ , les surfaces équiphasés sont données approximativement par :

$$(11) \quad z - z_0 \simeq \frac{\xi}{1 + \xi^2} \frac{\omega^2}{b}$$

Le rayon de courbure d'une telle surface est égal à :

$$(12) \quad b' = \left| \frac{1 + \xi^2}{2\xi} \right| b$$

Dans un plan z_0 , la distribution du champ est circulaire. Elle diminue à partir du centre d'un facteur $\frac{1}{e}$ à une distance égale à :

$$(13) \quad \omega_s = \sqrt{\frac{b \lambda (1 + \xi^2)}{2\pi}}$$

distance que nous appellerons diamètre du faisceau.

C'est à partir de ces trois paramètres fondamentaux que nous déterminerons les caractéristiques de la cavité confocale équivalente.

1.2 - Cavité non confocale à miroirs identiques :

Nous considérons une cavité non confocale dont les miroirs ont des rayons de courbure identiques.

Puisque les surfaces équiphasés sont sphériques, l'équation (10) représente approximativement la distribution du champ entre les deux réflecteurs sphériques confocaux. Par conséquent, toute paire de surfaces équiphasés peut être remplacée par des réflecteurs. Les conditions de résonance seront alors déterminées par le fait que la différence de phase est un multiple de 2π .

Supposons donc deux réflecteurs sphériques identiques de rayon b' séparés par une distance d . La seule hypothèse que l'on fait est que :

$$b' \ll \frac{d}{2}$$

La distance b , qui sépare deux réflecteurs confocaux équivalents, est donnée par l'équation (12). Faisant $\xi = \frac{d}{b}$, nous avons :

$$b' = \left| \frac{1 + \xi^2}{2 \xi} \right| b$$

$$(14) \quad b^2 = 2 db' - d^2$$

Nous faisons de même en ce qui concerne le diamètre du faisceau sur le miroir. Nous utilisons l'équation (13) :

$$\omega_s = \sqrt{\frac{b \lambda (1 + \xi^2)}{2 \pi}}$$

où l'on remplace ξ par $\frac{d}{b}$ et b par $\sqrt{2 db' - d^2}$

On trouve :

$$(15) \quad \omega'_s = \sqrt{\frac{d \lambda}{\pi} \left[2 \frac{d}{b'} - \left(\frac{d}{b'} \right)^2 \right]}^{-\frac{1}{4}}$$

Calculons maintenant l'ouverture de la cavité confocale équivalente en supposant que les pertes sont égales. Dans le cas d'un réflecteur carré de côté $2a$, nous pouvons écrire :

$$(16) \quad \frac{2a}{2a'} = \frac{\omega_s}{\omega'_s}$$

$$\text{d'où (17)} \quad 2a = 2a' \sqrt{2 - \frac{d}{b'}}$$

Le paramètre caractéristique des pertes s'écrit :

$$(18) \quad \frac{a^2}{b \lambda} = \frac{a'^2}{d \lambda} \left[2 \frac{d}{b'} - \left(\frac{d}{b'} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Tout ceci est valable à condition que les pertes du système confocal équivalent soient faibles, c'est-à-dire que a' soit plus grand que le diamètre du faisceau.

Nous pouvons maintenant calculer la condition de résonance à partir de l'équation (10). Nous déterminons la différence de phase entre les deux plans équiphases $-\frac{d}{2}$ et $+\frac{d}{2}$, c'est-à-dire pour :

$$\xi_1 = \frac{d}{b} \quad \text{et} \quad \xi_2 = -\frac{d}{b}$$

On peut écrire :

$$(19) \quad 2 \pi q = 2 \left\{ k \left[\frac{b}{2} \left(1 + \frac{d}{b} \right) + \frac{dS}{b^2 + d^2} \right] - (1 + m + n) \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b - d}{b + d} \right) \right. \\ \left. - k \left[\frac{b}{2} \left(1 - \frac{d}{b} \right) + \frac{dS}{b^2 + d^2} \right] + (1 + m + n) \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b + d}{b - d} \right) \right\}$$

$$\text{Or,} \quad \operatorname{arctg} \frac{b+d}{b-d} = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{b-d}{b+d}$$

Par suite, la condition de résonance s'écrit :

$$(20) \quad 2\pi q = 2 \left[\frac{2\pi d}{\lambda} - (1+m+n) \left(2 \operatorname{arctg} \frac{b-d}{b+d} - \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

C'est-à-dire :

$$(21) \quad \boxed{\frac{4d}{\lambda} = 2q + (1+m+n) \left(1 - \frac{4}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{b-d}{b+d} \right)}$$

Il suffit alors de remplacer b par sa valeur en fonction de b' . On voit que si $b = d$, on retrouve le cas d'une cavité confocale

1.3 - Cavité non confocale à miroirs différents :

Envisageons maintenant le cas qui nous concerne directement, c'est-à-dire le cas où les miroirs ont des rayons de courbure différents. Soient b_1 le rayon du miroir A_1 , b_2 celui du miroir A_2 .

Dans un système de surfaces équiphasées caractérisées par le paramètre confocal b , les réflecteurs doivent être placés à des distances $\pm \frac{d_1}{2}$ et $\pm \frac{d_2}{2}$ du centre. Comme précédemment, nous allons déduire d_1 et d_2 des équations (12) et (14).

$$(22) \quad \begin{cases} b^2 = 2d_1 b_1 - d_1^2 \\ b^2 = 2d_2 b_2 - d_2^2 \end{cases}$$

La résolution de ce système donne :

$$(23) \quad \begin{cases} d_1 = b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - b^2} \\ d_2 = b_2 \pm \sqrt{b_2^2 - b^2} \end{cases}$$

Il y a quatre solutions différentes pour une distance d égale à $\frac{1}{2}(d_1 + d_2)$.

$$(24) \quad 2d = d_1 + d_2 = b_1 + b_2 \pm \sqrt{b_1^2 - b^2} \pm \sqrt{b_2^2 - b^2}$$

Nous ne tiendrons compte que des valeurs de d qui ont un sens physique

Cherchons maintenant les diamètres ω_1 du faisceau sur A_1 et ω_2 sur A_2 . Si on appelle ω_0 le diamètre du faisceau dans le plan médian du système confocal équivalent, nous aurons :

$$(25) \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{b\lambda}{2\pi}}$$

$$(26) \quad \omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{d^2}{b^2}}$$

et par suite :

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 = \frac{b_1}{b_2} \frac{b_2 - d}{b_1 - d} \\ (\omega_1 - \omega_2)^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{b_1 b_2 d}{b_1 + b_2 - d} \end{array} \right.$$

La concentration maximum d'énergie a lieu pour les points situés à une distance :

$$(28) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d_1}{2} = d \frac{b_2 - d}{b_1 + b_2 - 2d} \quad \text{de } A_1 \\ \frac{d_2}{2} = d \frac{b_1 - d}{b_1 + b_2 - 2d} \quad \text{de } A_2 \end{array} \right.$$

Calculons aussi les paramètres qui déterminent les pertes dans le cas de réflecteurs carrés de côtés $2a_1$ et $2a_2$:

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{a^2}{b \lambda} \right)_1 = \frac{a_1^2}{d_1 \lambda} \left[2 \frac{d_1}{b_1} - \left(\frac{d_1}{b_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ \left(\frac{a^2}{b \lambda} \right)_2 = \frac{a_2^2}{d_2 \lambda} \left[2 \frac{d_2}{b_2} - \left(\frac{d_2}{b_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{array} \right.$$

où d_1 et d_2 sont déterminés par l'équation (28).

Nous déterminons l'équation de résonance en partant de l'équation (10) où nous faisons :

$$\xi_1 = \frac{2d_1}{2b} = \frac{d_1}{b} \quad \text{et} \quad \xi_2 = -\frac{d_2}{b}$$

Remplaçons d_1 et d_2 par leurs valeurs tirées de l'équation (28) et b par sa valeur tirée de l'équation (22). Les calculs sont un peu plus compliqués. L'expression

$$(30) \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi_2}{1 + \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2}$$

$$= \operatorname{arctg} \frac{\frac{b - d_1}{b + d_1} - \frac{b + d_2}{b - d_2}}{1 + \frac{(b - d_1)(b + d_2)}{(b + d_1)(b - d_2)}}$$

peut s'exprimer plus simplement sous la forme :

$$(31) \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)}$$

La condition de résonance peut alors s'écrire sous la forme :

$$(32) \quad \frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} \left[1 + m + n \right] \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)}$$

Si $d = b_1 = b_2$, on retrouve le cas de la cavité confocale

Si l'un des miroirs est plan, par exemple A_1 , le rayon de courbure est infini et l'équation (32) devient :

$$(33) \quad \frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} \left[1 + m + n \right] \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{b_1}}$$

Si les deux miroirs sont plans, l'équation (32) devient :

$$(34) \quad \frac{2d}{\lambda} = q$$

Les modes transversaux ne peuvent plus être résolus

2 - Relation entre l'indice de réfraction d'un plasma et sa densité électronique

Les conditions de résonance, calculées plus haut, nous permettent de déterminer une variation de l'indice de réfraction du milieu. Il reste à savoir quelle est l'influence des différents composants du milieu sur la variation de cet indice //7/

2.1 - Indice de réfraction d'un gaz neutre :

Nous traiterons à titre d'exemple du cas de l'argon. Pour les gaz neutres, l'indice de réfraction est égal à /8/ :

$$(35) \quad n - 1 = \frac{2 \pi e^2}{m} \sum_k \frac{N_k}{\omega_k^2 - \omega^2}$$

En posant $N_k = f_k N$ (f_k étant la force d'oscillateur), nous avons :

$$(36) \quad n - 1 = \frac{2 \pi e^2 N}{m} \sum_k \frac{f_k}{\omega_k^2 - \omega^2}$$

Si nous travaillons dans le domaine optique, on peut, par un développement en série, arriver à la formule de Cauchy :

$$(37) \quad (n - 1) = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

On trouve, dans les tables, les valeurs numériques de A et B pour différents gaz. Dans le cas de l'argon, on trouve :

$$A = 27,92 \cdot 10^{-5} \quad B = 1,56 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$$

En combinant la formule de Gladstone-Dale avec la formule de dispersion de Cauchy, on obtient pour l'indice de réfraction de l'argon neutre la formule suivante :

$$(38) \quad n - 1 = \left[1,03 \cdot 10^{-23} + \frac{0,58 \cdot 10^{-33}}{\lambda^2} \right] N_a$$

$\lambda \text{ en cm} \quad N_a \text{ en cm}^{-3}$

2.2 - Indice de réfraction du plasma :

Un plasma d'argon peut être considéré comme un mélange ternaire comprenant des ions A_I , des ions A_{II} et des électrons. En appelant k_i l'indice de réfraction relatif à l'espèce i et N_i sa densité, nous pouvons écrire :

$$(39) \quad n - 1 = \sum_i k_i N_i$$

$$(39) \cdot \quad (n - 1)_{\text{plasma}} = (n - 1)_{A_I} + (n - 1)_{A_{II}} + (n - 1)_{\text{électrons}}$$

En se référant à différents auteurs, par exemple Hirschfelder /9/, l'indice de réfraction du gaz d'ions A_{II} est du même ordre de grandeur que celui du gaz d'ions A_I . D'autre part, d'après les expériences d'Alpher et White /10/ et, étant donné que la population des états excités est très inférieure à la

population du niveau fondamental, il semble que l'indice de réfraction du gaz neutre plus celle du gaz d'ions soit à peu près égal à l'indice de réfraction des Na atomes neutres initiaux. Il faut cependant tenir compte, éventuellement, d'une distribution d'atomes variable le long du tube à décharge.

Quant à l'indice de réfraction des électrons, il est déterminé par une formule classique qui est valable dans le domaine des fréquences très élevées / 11/, / 12/ :

$$(40) \quad n^2 = \frac{1}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

où ω_p est la fréquence plasma électronique qui est donnée par :

$$(41) \quad \omega_p^2 = \frac{4 \pi N_e e^2 (m_i + m_e)}{m_i m_e} \simeq \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$$

Dans les cas usuels $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \ll 1$, et nous pouvons écrire dans une première approximation :

$$n^2 \simeq 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

$$n \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2 \omega^2}$$

$$n - 1 \simeq - \frac{\omega_p^2}{2 \omega^2} = - \frac{1}{2 \omega^2} \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$$

$$(42) \quad n - 1 \simeq - \frac{N_e e^2 \lambda^2}{8 \pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}$$

Si l'on veut tenir compte de l'influence du champ magnétique, on trouve des termes correctifs de la forme / 12/ :

$$(43) \quad 1 \pm \frac{\omega_b}{\omega}$$

ω_b étant la fréquence gyromagnétique des électrons qui est égale à

$$\omega_b = \frac{e B}{m_e}$$

Dans le domaine optique, l'influence de ces termes est négligeable. En effet, calculons le champ magnétique qu'il faudrait pour avoir :

$$\frac{\omega_b}{\omega} = 10^{-1}$$

$$\frac{eB}{m_e \omega} = 10^{-1} \quad B = 10^{-1} \frac{m_e \omega}{e}$$

En travaillant à 1 μ de longueur d'onde, on trouve :

$$B \simeq 11 \cdot 10^2 \text{ Tesla} = 11 \text{ MGauss.}$$

Ne disposant pas, dans nos expériences, de champs magnétiques supérieurs à 100 KGauss, nous pouvons négliger leur influence sur l'indice de réfraction.

2.3 - Indice de réfraction total :

Si nous groupons ces diverses contributions, nous obtenons l'expression suivante :

$$\begin{aligned} (44) \quad \Delta(n-1) &= (n-1)_{\text{plasma}} + (n-1)_{\text{argon}} \\ &= (n-1)_{\text{AI}} + (n-1)_{\text{AII}} + (n-1)_{\text{électrons}} + (n-1)_{\text{argon}} \\ &\simeq (n-1)_{\text{électrons}} \end{aligned}$$

Ceci est valable si l'on suppose qu'il n'y a pas de variations de la densité du gaz neutre contenu dans le tube à décharge. S'il existe de telles variations, il faut écrire :

$$(45) \quad \Delta(n-1) = \left[1,03 \cdot 10^{23} + \frac{0,58 \cdot 10^{-33}}{\lambda^2} \right] N_a + \frac{N_e e^2 \lambda^2}{8 \pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}$$

C'est à l'aide de cette formule que nous verrons quelle est l'influence des neutres, par rapport à celle des électrons, sur la variation de l'indice de réfraction d'un plasma.

3 - Exemples d'application :

Les longueurs d'onde que nous considérerons sont les longueurs d'ondes de fonctionnement d'un laser à gaz hélium-néon :

$$0,6328 \mu \quad 1,152 \mu \quad 3,39 \mu$$

3.1 - Influence des neutres :

Nous envisagerons tout d'abord l'influence des neutres dans l'indice de réfraction.

Pour en avoir un ordre de grandeur, nous prendrons un exemple. Considérons donc un plasma d'argon obtenu par compression azimuthale. La densité initiale de particules neutres étant de l'ordre de 10^{17} particules par cm^3 , supposons une ionisation de 10 %. Nous aurons :

$$\Delta N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad N_e = 10^{16} \text{ e/cm}^3$$

Rappelons l'équation (45) :

$$\Delta(n-1) = \left(1,03 \cdot 10^{-23} + \frac{0,58 \cdot 10^{-33}}{\lambda^2}\right) \Delta N_a - \frac{e^2 \lambda^2}{m_e \epsilon_0 c^2} N_e$$

A $6328 \text{ \AA}$, nous aurons :

$$\begin{aligned} \Delta(n-1) &= (1,03 \cdot 10^{-23} + 1,45 \cdot 10^{-25}) 10^{16} - 1,79 \cdot 10^{-6} \\ &= 1,05 \cdot 10^{-7} - 1,79 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Si on néglige l'influence des neutres, l'erreur est de 5,9 %.

A $1,15 \mu$, nous aurons :

$$\begin{aligned} \Delta(n-1) &= (1,03 \cdot 10^{-23} + 0,44 \cdot 10^{-25}) 10^{16} - 5,91 \cdot 10^{-6} \\ &= 1,04 \cdot 10^{-7} - 5,91 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

L'erreur que l'on peut faire est de 1,75 %.

A $3,39 \mu$, nous aurons :

$$\begin{aligned} \Delta(n-1) &= (1,03 \cdot 10^{-23} + 0,05 \cdot 10^{-25}) 10^{16} - 51,5 \cdot 10^{-6} \\ &= 1,03 \cdot 10^{-7} - 51,5 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

L'erreur que l'on peut faire n'est plus que de 0,2 %.

On peut ainsi voir que, dans l'exemple choisi, l'erreur faite en négligeant les neutres est toujours très faible : 6 % au maximum.

D'après ces estimations, il semble que l'influence des neutres ne sera prépondérante qu'à s'il existe de grandes variations de particules neutres accompagnées de faibles densités électroniques. Par contre, si l'on a affaire à des plasmas denses, l'influence des neutres sera faible et l'on pourra les négliger, surtout si l'on travaille dans l'infra-rouge.

Cependant, puisque la contribution due aux particules neutres est indépendante de la longueur d'onde, il faudra, si on veut obtenir des mesures plus précises, travailler avec deux longueurs d'onde différentes. Si le nombre de franges mesurées dans les deux cas est dans le rapport des longueurs d'ondes, la variation d'indice de réfraction est bien due aux électrons.

Dans les calculs qui suivent, nous négligerons l'influence des neutres.

3.2 - Relation entre la densité électronique et le nombre de franges :

L'équation (32) qui exprime les conditions de résonance dans une cavité Fabry-Perot suppose que l'indice optique du milieu est égal à 1. S'il vaut n , l'équation (32) s'écrit :

$$(45) \quad \frac{2nd}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} (1 + m + n) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)}$$

Supposons que l'indice du milieu subisse une variation. Nous aurons alors :

$$(46) \quad \frac{2d}{\lambda} \Delta n = \Delta q + \frac{1}{\pi} (\Delta m + \Delta n) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)}$$

Ecrivons $\arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)}$ sous la forme $\frac{\pi}{\alpha}$

L'équation (46) s'écrit sous la forme :

$$(47) \quad \frac{2d}{\lambda} \Delta n = \Delta q + \frac{\Delta m + \Delta n}{\alpha}$$

Quand la variation d'indice est telle que :

$$\frac{2d}{\lambda} \Delta n = k'$$

où k' est un nombre quelconque, il y aura une suite de résonances telles que :

$$\Delta q + \frac{\Delta m + \Delta n}{\alpha} = k'$$

Δq représente des résonances sur les modes longitudinaux et Δm et Δn des résonances sur les modes transversaux.

Nous envisagerons maintenant deux cas :

- les deux miroirs sont plans,
- le miroir extérieur est sphérique.

3.2.1 - Deux miroirs plans :

Dans ce cas, seuls les modes longitudinaux sont résolus. Nous aurons $\Delta q = k'$.

Le nombre de résonances, c'est-à-dire le nombre de franges k , est égal à k' . Du nombre de franges, on peut donc déduire facilement la densité électronique ; en effet (équation 42) :

$$\Delta n = - \frac{N_e e^2 \lambda^2}{8 \pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}$$

Nous aurons donc :

$$\frac{2d}{\lambda} - \frac{N_e e^2 \lambda^2}{8 \pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e} = k$$

d'où :

$$(48) \quad N_e = \frac{4 \pi^2 c^2}{e^2} \frac{m_e \epsilon_0}{d} k$$

Nous avons tracé sur la figure 6 les courbes de variation du produit $N_e l$ en fonction du nombre de franges k , avec N_e en électrons par cm^3 et l en cm, pour les trois longueurs d'onde qui nous intéressent. Par exemple, si $\lambda = 1,15 \mu$ et $N_e l = 10^{17}$, c'est-à-dire, pour une densité électronique : $N_e = 10^{16} \text{ e/cm}^3$ et pour une longueur de plasma de 10 cm, il y aura une frange d'interférence.

3.2.2 - Un des miroirs est sphérique :

En appelant b_3 le rayon de courbure du miroir sphérique, nous avons :

$$\frac{\pi}{\alpha} = \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{b_3}}$$

la quantité $\sqrt{1 - \frac{d}{b_3}}$ étant positive, α est plus grand ou égal à 2.

De manière, à discriminer les modes longitudinaux des modes transversaux, nous supposons que :

$$k' < \alpha$$

$$\text{Par suite, nous avons : } \frac{\Delta m + \Delta n}{\alpha} = k'$$

Le nombre de franges k sera alors égal à : $k' = \alpha k$

Une frange d'interférence correspond donc à une variation d'indice telle que : $\frac{1}{\alpha} \frac{2d}{\lambda} \Delta n = 1$.

La relation entre la densité électronique et le nombre de franges d'interférences s'écrira par conséquent :

$$(49) \quad N_e = \frac{4 \pi^2 c^2}{e^2} \frac{m_e \epsilon_0}{d} \frac{\pi}{\arccos \sqrt{1 - \frac{d}{b_3}}} k$$

Ceci n'est valable que si le nombre de franges est inférieur à α . On voit ainsi que l'introduction d'un miroir sphérique donne une meilleure sensibilité à la méthode. Le gain apporté par le miroir sphérique

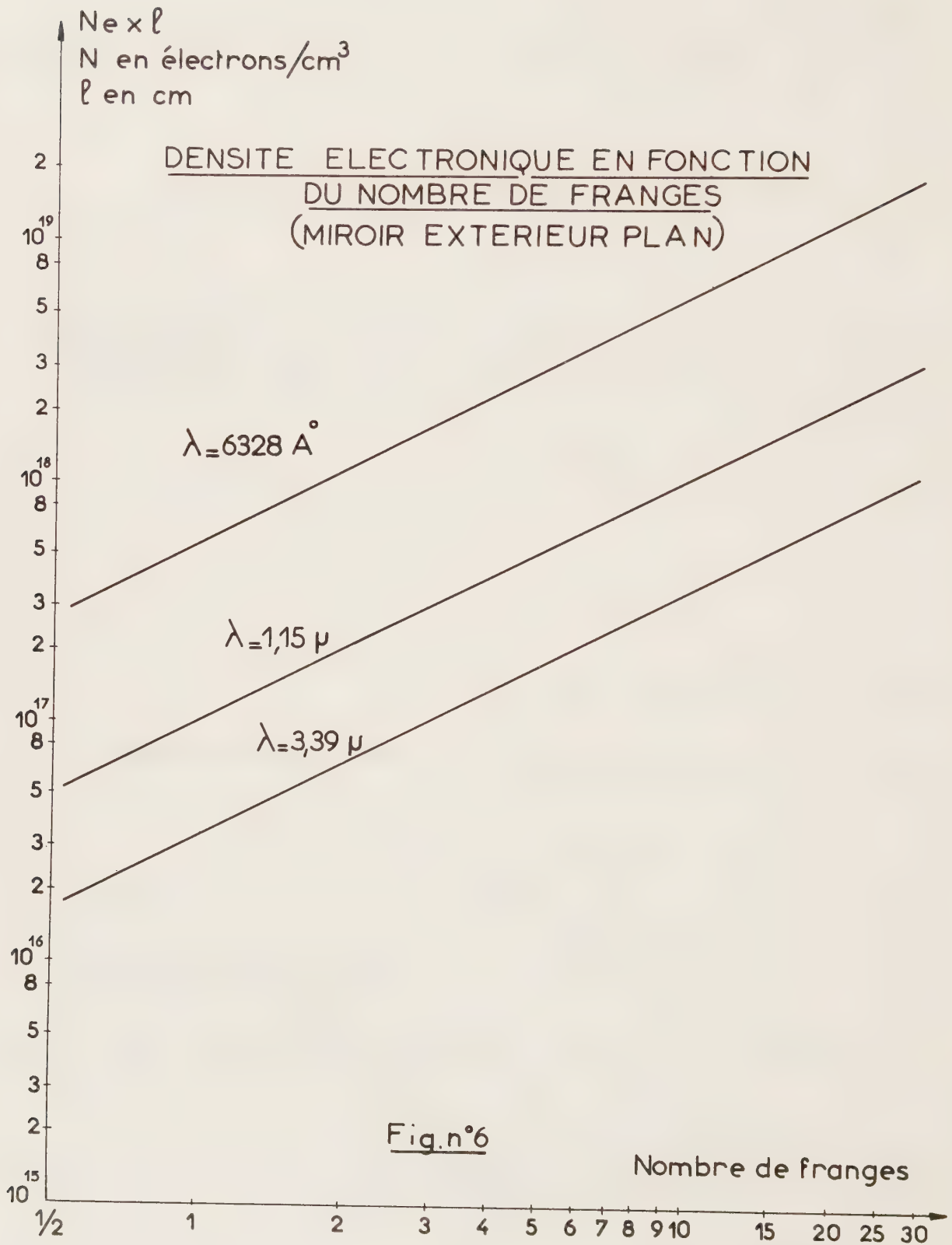


figure 6

par rapport au miroir plan est égal à π . Nous avons représenté sur la figure 7 la variation du gain en fonction du rapport $\frac{d}{b_3}$. On ne peut prendre un rapport trop petit car il est alors de plus en plus difficile de résoudre les modes. En effet, les pertes seront d'autant plus grandes que le rapport $\frac{d}{b_3}$ sera plus petit (équation 29). Aussi, en pratique, on ne peut guère prendre une valeur inférieure à $\frac{d}{b_3} = \frac{1}{2}$.

$$\text{Quand } \frac{d}{b_3} = \frac{1}{2} \quad \sqrt{1 - \frac{d}{b_3}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \text{et} \quad \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{b_3}} = \frac{\pi}{4}$$

la sensibilité est multipliée par 4. Si le nombre de franges est plus grand que 4, il faut remplacer le miroir sphérique par un miroir plan de manière à ne pas commettre d'erreurs dans le calcul de la densité.

Pour une longueur d'onde de $3,39 \mu$ et un miroir extérieur sphérique tel que $\frac{d}{b_3} = \frac{1}{2}$, il suffit qu'un plasma dont la densité électronique est de 10^{15} e/cm^3 (limite inférieure des plasmas denses) ait une longueur de 5 cm pour que l'on puisse observer une frange d'interférence.

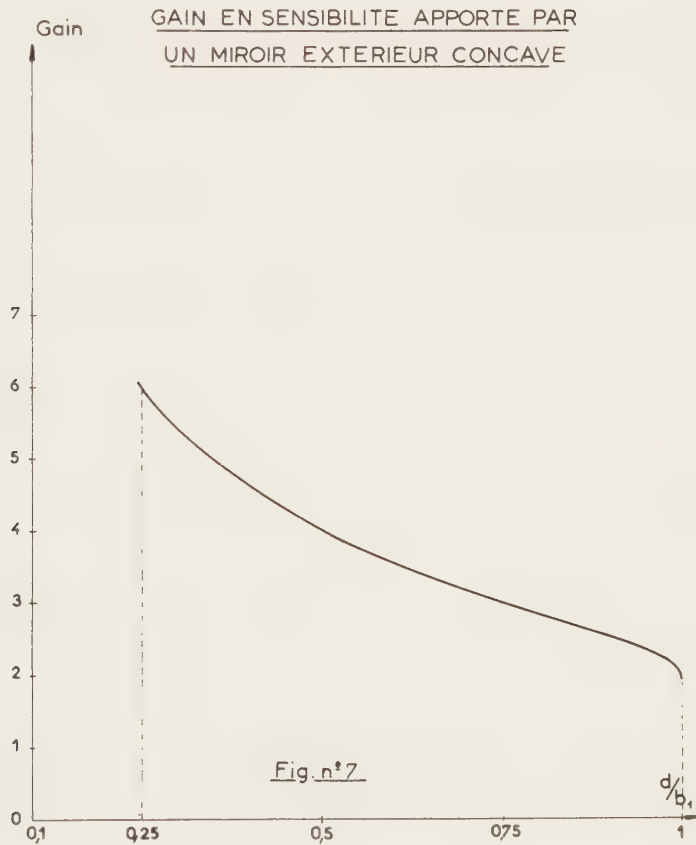


figure 7

CHAPITRE IV

RAPPELS THEORIQUES DE LA DIFFUSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PAR UN PLASMA

1 - Diffusion d'une onde électromagnétique par un électron libre

1.1 - Electron au repos :

Soit une onde électromagnétique de fréquence ω_0 qui rencontre un électron initialement au repos.
Le champ électrique de l'onde peut s'écrire sous la forme :

$$(1) \quad \vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\omega_0 t}$$

Sous l'action de ce champ, l'électron va avoir un mouvement dont l'équation s'écrit /13/ :

$$(2) \quad m \ddot{x} = e \vec{E}_0 e^{-j\omega_0 t} + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{x}$$

La solution s'écrit :

$$(3) \quad \vec{x} = -\frac{1}{1+k^2} \frac{e \vec{E}_0}{m \omega_0^2} e^{-j\omega_0 t}$$

avec
$$k = \frac{2e^2}{3mc^3} \omega_0 \quad (\text{unités E.S.C.G.S.})$$

Sous l'action de ce champ, l'électron oscille et se comporte comme un dipole électrique rayonnant.
Calculons l'intensité du champ rayonné à une distance r de l'électron (voir figure 8, page 38).

La valeur moyenne dans le temps de l'intensité diffusée peut s'écrire :

$$(4) \quad I = \frac{e^2 \sin^2 \theta \dot{x}^2}{4 \pi r^2 c^3}$$

$$(5) \quad I = \frac{e^4 \sin^2 \theta E_0^2}{8 \pi r^2 m^2 c^3} \frac{1}{1+k^2}$$

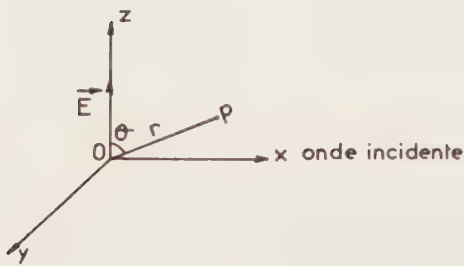


figure 8

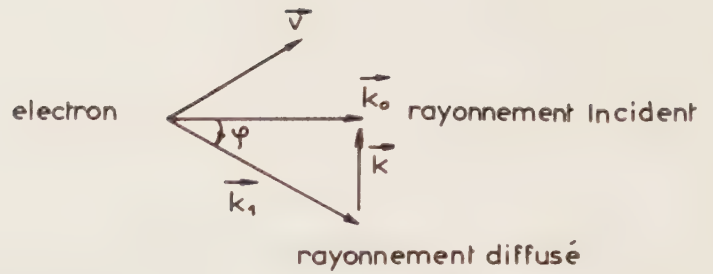


figure 9

Posons :

$$I_{\theta} = \frac{c h_0^2}{8 \pi}$$

$$r_0 = \frac{e^2}{m c^2} \text{ (rayon classique de l'électron)}$$

$$\Phi(\theta) = r_0^2 \frac{\sin^2 \theta}{1 + k^2}$$

Il vient alors :

$$(6) \quad I = \Phi(\theta) \frac{I_0}{r^2}$$

est la section efficace différentielle de diffusion dans la direction θ . Si l'on calcule l'intensité totale rayonnée sur la sphère de centre O et de rayon r, on trouve :

$$(7) \quad I_{\text{total}} = I_0 r_0^2 \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \theta}{r^2} 2 \pi r \sin \theta d\theta$$

$$(9) \quad \boxed{I_{\text{total}} = \frac{8 \pi}{3} r_0^2 I_0}$$

Ces calculs montrent que la fréquence de l'onde diffusée est celle de l'onde incidente et que la section efficace totale de diffusion

$$\Phi = \frac{8 \pi}{3} r_0^2$$

est une constante universelle puisqu'elle ne dépend que des caractéristiques de l'électron.

La valeur de cette constante, calculée pour la première fois par Thompson, vaut :

$$\Phi = \underline{6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2}$$

La théorie, exposée ci-dessus, est une théorie classique. La théorie quantique conduisant au même résultat, nous ne la rappellerons pas.

1.2 - Electron en mouvement :

Soit $\vec{K}_0$ le vecteur d'onde de l'onde incidente ($|\vec{K}_0| = \frac{\omega_0}{c}$) (voir figure 9, page 38). Si l'électron est animé d'une vitesse $\vec{v}$, la source du rayonnement se déplace par rapport à l'électron à une vitesse $-\vec{v}$. Par effet Doppler, l'électron va se mettre à osciller à une fréquence différente de ω_0 .

Soit ω_e cette fréquence qui s'écrit :

$$(10) \quad \omega_e = \omega_0 - \vec{K}_0 \cdot \vec{v}$$

Pour l'observateur, l'électron est équivalent à une source de pulsation ω_e qui se déplace à la vitesse $\vec{v}$. La pulsation observée sera, par un nouvel effet Doppler, différente de ω_e .

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_e + \vec{K}_1 \cdot \vec{v} \\ \omega &= \omega_0 + (\vec{K}_1 - \vec{K}_0) \cdot \vec{v} \\ (11) \quad \omega &= \omega_0 - \vec{K} \cdot \vec{v} \end{aligned}$$

avec :

$$\vec{K} = \vec{K}_0 - \vec{K}_1$$

Si on appelle φ l'angle qui existe entre la direction incidente et la direction d'observation, nous pouvons écrire :

$$(12) \quad \omega = \omega_0 - 2 \frac{\omega_0}{c} \sin \frac{\varphi}{2} v$$

v étant la projection de $\vec{v}$ sur le vecteur $\vec{K}$.

En conséquence, tout se passe comme si on avait affaire à un électron au repos soumis à une onde électromagnétique de pulsation ω . L'onde diffusée a donc une fréquence ω et son intensité est donnée par les relations du paragraphe précédent.

2 - Diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma

Dans le cas d'un plasma, le problème est évidemment plus complexe. Il faut en effet tenir compte d'une part du fait que les électrons du plasma sont soumis à l'agitation thermique, d'autre part, du couplage électrostatique électrons-ions. Ces deux facteurs entraînent respectivement une fluctuation dans la position des particules et l'introduction d'une fonction de distribution $f(\vec{v})$ de leur vitesse. Ces phénomènes collectifs se manifestent, en ce qui concerne l'onde diffusée, lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident sera comparable à la longueur de Debye du plasma, longueur au-delà de laquelle on peut considérer que le plasma est neutre. Le paramètre caractéristique de cet aspect collectif est le facteur α défini par :

$$(13) \quad \alpha = \frac{1}{K \lambda_D} = \frac{l_D}{4 \pi \sin \frac{\varphi}{2} / d}$$

où λ_D est la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{N e^2}}$$

Le calcul suppose également d'autres hypothèses :

- le rayonnement des ions est négligeable ;
- la vitesse des électrons n'est pas relativiste ;
- l'onde incidente ne perturbe pas le plasma ;
- la distance d'observation est grande par rapport aux dimensions du plasma.

Parmi les traitements proposés par différents auteurs, nous reproduisons ici les calculs faits par J.A. Feyer /14/.

2.1 - Calcul de la section efficace différentielle de diffusion :

Appelons ϵ la constante diélectrique du milieu et $\Delta \epsilon$ la fluctuation de celle-ci au sein d'un volume V fini. Le champ électrique diffusé à une distance r peut alors s'écrire /15/ :

$$(14) \quad E_s = \frac{E_0 K^2 \sin \varphi/2 e^{i(\omega_0 t - Kr)}}{4 \pi \epsilon r} \int_V \Delta \epsilon e^{i(\vec{K}_1 - \vec{K}_0) \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

Dans un gaz ionisé, on a :

$$(15) \quad \epsilon = \epsilon_0 \left[1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e \omega_0^2} \right]$$

Si la fréquence ω_0 est suffisamment élevée, on peut écrire :

$$(16) \quad \Delta \epsilon = - \frac{e^2}{m_e \omega_0^2} \Delta N$$

L'équation (14) s'écrit alors :

$$(17) \quad E_s = \frac{E_0 \sin \varphi/2 e^{i(\omega_0 t - Kr)}}{4 \pi \epsilon_0 m_e c^2 R} \int_V \Delta N e^{i(\vec{K}_1 - \vec{K}_0) \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

L'équation (17) montre que E_s est proportionnel à la transformée de Fourier de la fluctuation ΔN dont le vecteur d'onde est $\vec{K}_1 - \vec{K}_0$. Le carré moyen de la valeur absolue de cette transformée de Fourier peut être calculé à partir de la mécanique statistique.

Si l'on suppose une distribution d'énergie de type maxwellien et une distribution discrète des ions, on trouve que :

$$(18) \quad \overline{\left| \int \Delta N e^{i(\vec{K}_1 - \vec{K}_0) \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2} = \frac{1}{2} VN \left[1 + \frac{|\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2}{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 kT} + |\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2} \right]$$

où k est la constante de Boltzmann,

et T la température absolue.

En combinant les équations (17) et (18), on trouve :

$$(19) \quad \overline{|\dot{E}_s|^2} = \frac{E_o^2 \sin^2 \varphi/2 e^4 V}{16 \pi^2 \epsilon_o^2 m_e^2 c^4 R^2} \cdot \frac{N}{2} \left[1 + \frac{|\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2}{\frac{Ne^2}{\epsilon_o kT} + |\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2} \right]$$

La section efficace de diffusion, définie comme étant le rapport entre la puissance diffusée et la puissance incidente par unité de volume et par unité d'angle solide, est alors égale à :

$$(20) \quad \sigma = \frac{\overline{|\dot{E}_s|^2} r^2}{E_o^2 V} = \left[\frac{\mu_o e^2 \sin^2 \varphi/2}{4 \pi m_e} \right]^2 \frac{N}{2} \frac{2 |\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2 + Ne^2/\epsilon_o kT}{|\vec{K}_1 - \vec{K}_0|^2 + Ne^2/\epsilon_o kT}$$

Si l'on introduit la longueur de Debye et la section efficace de diffusion de Thompson, on trouve finalement :

$$(21) \quad \sigma = \sigma_e N \frac{(4 \pi \lambda_D \sin \varphi/2)^2 + 1/2 \cdot \lambda^2}{(4 \pi \lambda_D \sin \varphi/2)^2 + \lambda^2} = e N \frac{1 + \alpha^2/2}{1 + \alpha^2}$$

L'importance du facteur α est ainsi mise en évidence. En effet :

$$\text{si } \alpha \ll 1 \quad \sigma \simeq \sigma_e N$$

$$\text{si } \alpha \gg 1 \quad \sigma \simeq \frac{1}{2} \sigma_e N$$

Les calculs supposent implicitement que $\Delta \epsilon$ ne varie pas avec le temps. Cependant, si les vitesses apparentes des fluctuations (qui ici sont de l'ordre de grandeur des vitesses thermiques) sont plus petites que la vitesse de l'onde incidente, l'approximation ainsi faite est suffisante.

Lord Rayleigh avait trouvé la même formule $\sigma = \sigma_e N$ en supposant les particules réparties au hasard.

2.2 - Spectre de fréquence de l'onde électromagnétique diffusée :

Les calculs précédents ne nous donnent pas d'information sur la répartition spectrale de l'onde diffusée. Dans un gaz ionisé, la position des particules est fluctuante du fait de leur agitation thermique. Il en résulte un champ électrostatique fluctuant qui tend, par diffusion, à répartir les particules suivant une distribution maxwellienne. Le calcul doit tenir compte de deux causes de fluctuation de la densité électronique dont les effets s'additionnent : celles des fluctuations spontanées qui auraient existé en l'absence de champ électrostatique et celles des fluctuations causées par ce même champ.

2.2.1 - Fluctuations thermiques :

Supposons donc tout d'abord que la fluctuation des particules soit uniquement d'origine thermique. Si l'effet des collisions est négligeable, on peut diviser les électrons en groupes ayant la même vitesse et produisant le même effet Doppler. La forme du spectre de fréquence sera alors déterminée par la densité des particules dans chacun de ces groupes. Pour chacun d'entre eux, le glissement de fréquence sera égal à :

$$(22) \quad \omega - \omega_0 = \frac{\omega_0 v}{c} 2 \sin \varphi/2$$

Le nombre d'électrons compris entre v et $v + dv$ est égal à :

$$N_1 f(v) dv$$

où $f(v)$ est la fonction de distribution des vitesses.

La section efficace différentielle de diffusion est alors donnée par :

$$(23) \quad \sigma_\omega d\omega = N_1 f(v) dv e$$

avec :

$$(24) \quad \sigma = \int \sigma_\omega d\omega \quad \text{et} \quad v = \frac{\omega}{K}$$

L'équation (23) s'écrit :

$$(25) \quad \sigma_\omega = \frac{N_1 f\left(\frac{\omega}{K}\right) e}{K}$$

Supposons une fonction de distribution des vitesses de type maxwellien :

$$(26) \quad f(v) = \left(\frac{m_1}{2\pi k T_1} \right)^{1/2} e^{-\frac{m_1 v^2}{2k T_1}}$$

Par suite, la section efficace de diffusion s'écrit :

$$(27) \quad \sigma_\omega = \frac{N_1 \tau_e}{K} \left(\frac{m_1}{2\pi k T_1} \right)^{1/2} e^{-\frac{m_1 \omega^2}{2k T_1 K^2}}$$

L'équation (27) représente le spectre de diffusion que fourniraient des électrons répartis au hasard dans l'espace avec une distribution maxwellienne des vitesses.

Si l'on pose :

$$(28) \quad \Omega_1 = \left(\frac{8 k T_1}{m_1} \right)^{1/2} \frac{\omega_0}{c} \sin \varphi/2$$

le spectre de fréquence est proportionnel à :

$$(29) \quad S_1(\omega) = e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_1}\right)^2}$$

2.2.2 - Influence du champ électrostatique :

Pour déterminer le spectre réel, nous allons utiliser l'équation (29) donnant la composante spatiale et temporelle de Fourier de la fluctuation de la densité électronique (équation 17). Cette fluctuation peut s'écrire sous la forme :

$$(30) \quad \Delta N = \iint \Delta(\omega, \vec{K}) e^{i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})} d\omega d\vec{K}$$

Pour des raisons de convergence, on peut supposer que les fluctuations ΔN s'annulent à l'extérieur d'un intervalle de temps t_0 aussi grand que l'on veut et à l'extérieur d'un volume fini V . L'inversion de l'équation (30) par rapport à $\vec{K}$ donne :

$$(31) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega = (2\pi)^{-3} \int_V \Delta N(\vec{r}, t) e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} d^3r$$

Soient $\Delta_\omega N$ les fluctuations de densité auxquelles correspondent des ondes de densité dont la fréquence est comprise entre ω et $\omega + \Delta\omega$. On peut alors écrire :

$$(32) \quad \int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} \Delta_1(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega = (2\pi)^{-3} \int_V \Delta_\omega N e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} d^3r$$

La puissance diffusée par ce groupe d'ondes dont la fréquence est comprise entre $\omega_0 + \omega$ et $\omega_0 + \omega + \Delta\omega$ est égale à (équation 18) :

$$(33) \quad \int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} \sigma_\omega d\omega = \tau_e V^{-1} \left| \int_V \Delta_\omega N e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} d^3r \right|^2 \simeq \sigma_\omega \Delta\omega$$

$$(34) \quad \sigma_{\omega} \Delta \omega = \sigma_e V^{-1} (2\pi)^6 \overline{\left| \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} \mathcal{J}_1(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega \right|^2}$$

La barre indique une moyenne dans le temps entre t et t_0 .

Considérons la fonction :

$$(35) \quad u(t) = (2\pi)^{-7/2} \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} \mathcal{J}_1(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega$$

et supposons qu'elle ait une valeur non nulle pour une valeur t_0 de t telle que : $t_0 \gg \frac{1}{\Delta \omega}$.

D'après la théorie des transformées de Fourier, on peut écrire :

$$(36) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^2 dt = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} \mathcal{J}_1(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega \right|^2 dt$$

$$= \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} |\mathcal{J}_1(\omega, \vec{K})|^2 d\omega \simeq t_0 \overline{|u|}^2$$

Par suite :

$$(37) \quad \overline{|u|}^2 = (2\pi)^{-1} \overline{\left| \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} \mathcal{J}_1(\omega, \vec{K}) e^{i\omega t} d\omega \right|^2} = \frac{1}{t_0} \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} |\mathcal{J}_1(\omega, \vec{K})|^2 d\omega$$

Compte tenu de l'équation (34), on a :

$$(38) \quad \sigma_{\omega} \Delta \omega = \sigma_e V^{-1} t_0^{-1} (2\pi)^7 \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} |\mathcal{J}_1(\omega, \vec{K})|^2 d\omega$$

$$= \int_{\omega}^{\omega + \Delta \omega} \sigma_{\omega} d\omega$$

D'où :

$$(39) \quad \sigma_{\omega} \Delta \omega = \sigma_e V^{-1} t_0^{-1} (2\pi)^{-7} \overline{\left| \mathcal{A}_1(\omega, \vec{K}) \right|^2}$$

La barre indique la moyenne de $\mathcal{A}_1(\omega, \vec{K})^2$ sur un intervalle de fréquence $\Delta \omega$ au voisinage de ω .

La valeur quadratique moyenne de $\mathcal{A}_1(\omega, \vec{K})$ que l'on appellera $\mathcal{A}_{r1}(\omega, K)$ (du terme anglais random) peut alors s'exprimer par :

$$(40) \quad \overline{\left| \mathcal{A}_{r1}(\omega, K) \right|^2} = (2\pi)^{-7} V t_0 N K^{-1} \left(\frac{m_1}{2\pi k T_1} \right)^{1/2} e^{-\frac{m_1 \omega^2}{2 K^2 k T_1}}$$

Cette composante de Fourier doit être maintenant modifiée de manière à tenir compte des interactions électrostatiques.

Soit j le type de particules considéré ($j = -1$ pour les électrons). La charge électrique est donnée par $Z_j e$

Si le plasma est neutre, on a :

$$(41) \quad \sum_{j=1}^n Z_j N_j = 0$$

On peut réécrire l'équation (40) pour chacun des types d'ions. Nous désignerons par $\mathcal{A}_{tj}$ les fluctuations correspondant à la présence de champ électrostatique. Dans une approximation linéaire, on peut dire que la fluctuation totale est donnée par :

$$(42) \quad \mathcal{A}_j = \mathcal{A}_{rj} + \mathcal{A}_{tj}.$$

Les fluctuations $\mathcal{A}_{tj}$ sont proportionnelles au champ électrique fluctuant :

$$(43) \quad \mathcal{A}_{tj} = \xi_j \sum_{q=1}^n Z_q \mathcal{A}_q$$

où ξ_j est un facteur de proportionnalité qu'il faut calculer

A partir de l'équation (42), on peut écrire :

$$(44) \quad \begin{aligned} \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_j &= \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_{rj} + \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_{tj} \\ &= \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_{rj} + \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j \left(\sum_{q=1}^n Z_q \mathcal{A}_q \right) \end{aligned}$$

Si l'on ne conserve que les produits de même indice, on aura :

$$(45) \quad \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_j \left[1 - \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j \right] = \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_{rj}$$

par suite :

$$(46) \quad \mathcal{A}_1 = \frac{1 - \frac{\sum_{j=1}^n Z_j \xi_j}{2}}{1 - \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j} \mathcal{A}_{r1} + \frac{\xi_1}{1 - \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j} \frac{\sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_{rj}}{2}$$

Comme les $\mathcal{A}_{rj}$ sont statistiquement indépendants et de phase aléatoire, on peut écrire :

$$(47) \quad \overline{|\mathcal{A}_1|^2} = \left| \frac{1 - \frac{\sum_{j=1}^n Z_j \xi_j}{2}}{1 - \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j} \right|^2 \overline{|\mathcal{A}_{r1}|^2} + \left| \frac{\xi_1}{1 - \sum_{j=1}^n Z_j \xi_j} \right|^2 \frac{\sum_{j=1}^n Z_j^2}{2} \overline{|\mathcal{A}_{rj}|^2}$$

Nous allons calculer les facteurs de proportionnalité ξ en l'absence de champ magnétique. Pour une distribution des vitesses W' des particules du type considéré, l'équation de Liouville s'écrit :

$$(48) \quad \frac{\partial W'}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{grad}_r W' + \vec{F}_j \cdot \text{grad}_v W' = 0$$

Supposons que $\vec{F}_j$ qui est la force par unité de masse soit proportionnel à $e^{i(\vec{v} \cdot \vec{K} - \vec{K} \cdot \vec{r})}$

le champ électrique qui provoque cette force est tel que :

$$(49) \quad \vec{F}_j = Z_j e \frac{\vec{E}}{mj}$$

et il est dû à la densité de charge $e \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_j$

L'équation de Poisson donne :

$$(50) \quad \epsilon_0 \text{div} \vec{E} = -iK \epsilon_0 \vec{E} = e \sum_{j=1}^n Z_j \mathcal{A}_j$$

La fonction de distribution des vitesses W' peut s'écrire :

$$(51) \quad W' = f_m (1 + W)$$

où f_m est une fonction maxwellienne et $W f_m$ une perturbation.

$$(52) \quad W' = (1 + W) \left(\frac{m_j}{2 \pi k T_j} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_j V_x^2}{2 k T_j}}$$

En portant l'équation (52) dans l'équation (48), on peut écrire :

$$(53) \quad \frac{\partial W}{\partial t} + V_x \frac{\partial W}{\partial x} - \frac{m_j}{k T_j} V_x F_j = 0$$

$$(54) \quad i\omega W - iKV_x W + \left(m_j V_x \frac{Z_j e^2}{k T_j i K \epsilon_0 m_j} \right) \sum_1^n Z_j \mathcal{A}_j = 0$$

et par suite :

$$(55) \quad W = \frac{Z_j e^2 \sum_1^n Z_j \mathcal{A}_j}{K k T_j \epsilon_0} \frac{V_x}{\omega - KV_x}$$

L'intégration de la perturbation W' dans l'espace des vitesses doit fournir la perturbation relative $\frac{\Delta N_j}{N_j}$ ou $\frac{\mathcal{A}_{tj}}{N_j}$ de la densité de charge correspondante :

$$(56) \quad \mathcal{A}_{tj} = N_j \int_{-\infty}^{+\infty} W' (V_x) dV_x$$

$$(57) \quad \mathcal{A}_{tj} = \left(\frac{m_j}{2 \pi k T_j} \right)^{1/2} \frac{Z_j e^2 N_j \sum_1^n Z_j \mathcal{A}_j}{K^2 k T_j \epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_x}{\omega - KV_x} e^{-\frac{m_j V_x^2}{2 k T_j}} dV_x$$

Cette intégrale qui présente un pôle pour $V_x = \frac{\omega}{K}$ a été calculée par de nombreux auteurs, notamment par Landau (1946). Elle peut être remplacée par sa valeur principale moins πi fois le résidu au pôle :

$$(58) \quad \mathcal{A}_{tj} = Z_j \sum_{q=1}^n Z_q \mathcal{A}_q \frac{N_j e^2}{K^2 \epsilon_0 k T_j} \left[-1 + 2 \frac{\omega}{\Omega_j} e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_j^2}} \int_0^{\omega/\Omega_j} \frac{y^2}{e^{y^2}} dy + i \pi \frac{\omega}{\Omega_j} e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_j^2}} \right]$$

où l'on pose : $\alpha_j = K \left(\frac{2 k T_j}{m_j} \right)^{1/2}$

D'après l'équation (43) où l'on a :

$$J_{tj} = \xi_j \sum_{q=1}^n Z_q J_q$$

on peut déduire ξ_j

$$(59) \quad \xi_j = Z_j l_{dj}^{-2} \left[-1 + 2 \frac{\omega}{\Omega_j} e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_j^2}} \int_0^{\frac{\omega}{\Omega_j}} e^{y^2} dy + i \pi^{1/2} \left(\frac{\omega}{\Omega_j} \right) e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_j^2}} \right]$$

où l'on pose :

$$(60) \quad l_{dj} = \left(\frac{k T_j \epsilon_0}{N e^2} \right)^{1/2}$$

En combinant les équations (39), (40) et (47), on obtient :

$$(61) \quad \sigma_{\omega} = \frac{\left| 1 - \sum_{j=1}^n \frac{Z_j}{2} \xi_j \right|^2}{\left| 1 - \sum_{j=1}^n \frac{Z_j}{1} \xi_j \right|^2} \pi^{-1/2} \Omega_1^{-1} N_1 \sigma_e e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_1^2}} + \frac{\left| \xi_1 \right|^2}{\left| 1 - \sum_{j=1}^n \frac{Z_j}{1} \xi_j \right|^2} \frac{n}{2} \pi^{-1/2} \Omega_j^{-1} N_j \sigma_e e^{-\frac{\omega^2}{\Omega_j^2}}$$

Si l'on pose $\alpha_j = \frac{1}{K l_{dj}}$ qui est un des paramètres caractéristiques du plasma en ce qui concerne la diffusion, on peut déjà voir que, selon sa valeur, l'aspect du spectre changera considérablement. Si :

$$\frac{N e^2}{\epsilon_0^2 k^2 K T} \gg 1$$

les influences des fluctuations spontanées et des fluctuations électrostatiques vont s'annuler. Les fluctuations spontanées sont donc causées par l'agitation thermique des électrons en l'absence de champ

électrostatique. On peut faire le même raisonnement en ce qui concerne les ions mais, du fait de leur masse plus importante, les fluctuations spontanées de la densité ionique seront beaucoup plus lentes que celles des électrons. On peut donc supposer deux composantes dans cette fluctuation : une composante rapide qui annule les fluctuations thermiques rapides de la densité électronique mais qui a peu d'effets sur les ions et une composante lente qui agit à la fois sur les ions et les électrons. Cependant, du fait de leur faible inertie, les électrons vont rapidement revenir à leur position d'équilibre. Si on néglige l'effet relativement petit du champ électrique sur leur mouvement, le calcul est moins complexe. Par suite, si $\alpha \ll 1$, le spectre sera obtenu à partir de l'agitation thermique des électrons et si $\alpha \gg 1$, il sera obtenu à partir de l'agitation thermique des ions, en supposant qu'ils diffusent une onde électromagnétique comme des électrons.

Si l'on a affaire à un seul type d'ions, l'équation (61) peut s'écrire sous la forme :

$$(62) \quad \sigma_{\omega} = \left[\frac{1 - \xi_i}{1 + \xi_e - \xi_i} \right]^2 \pi^{-1/2} \omega_e^{-1} N_e \sigma_e e^{-\frac{\omega^2}{\omega_e^2}} + \left[\frac{\xi_e}{1 + \xi_e - \xi_i} \right]^2 \pi^{-1/2} \omega_i^{-1} N_i \sigma_e e^{-\frac{\omega^2}{\omega_i^2}}$$

La première partie du second membre représente surtout l'influence électronique et la deuxième partie l'influence ionique.

2.2.3 - Influence des collisions :

On peut d'autre part tenir compte des collisions et trouver une expression plus fine du spectre de fréquence ω . Les collisions auront surtout une influence sur le champ électrostatique fluctuant et, par suite, sur les termes δ_{tj} (équations 42, 43). Pour tenir compte des collisions, il faut refaire le calcul des ξ_j en écrivant l'équation de Boltzmann sous la forme :

$$(63) \quad \frac{\partial f_{ij}}{\partial t} + v \frac{\partial f_{ij}}{\partial x} + Z_j \frac{e E}{m_j} \frac{\partial f_0}{\partial v} = -\nu_j f_{ij}$$

où ν_j est la fréquence de collision.

En reprenant les calculs, l'équation (59) s'exprime par la formule suivante :

$$(64) \quad \xi_j = \left(\frac{m_j}{2 \pi k T_j} \right)^{1/2} Z_j \omega_{dj}^{-2} K^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v^2}{\frac{\omega - i \nu_j}{K} - v} e^{-\frac{m_j v^2}{2 k T_j}} dv$$

Si l'on pose $y = \frac{vK}{\Omega_j}$, on aura :

$$(65) \quad \xi_j = \pi^{-1/2} \frac{v_j}{\Omega_j} \alpha_j^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y e^{-y^2} dy}{\frac{\alpha_j}{\Omega_j} - i \frac{v_j}{\Omega_j} - y}$$

En général, en présence des collisions, pour $\alpha \gg 1$, le spectre s'élargit et les résonances sont moins accentuées et, pour $\alpha \ll 1$, la modification du spectre n'est pas apparente.

2.2.4 - Influence d'un champ magnétique et d'une vitesse de dérive :

D'autres paramètres, tels qu'un champ magnétique et une vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions, peuvent intervenir dans les calculs, mais ces paramètres n'intervenant pas dans les plasmas que l'on désire étudier, nous résumerons simplement quelques résultats fondamentaux de ces théories / 17/

Un champ magnétique à induction parallèle au vecteur d'onde K ne change pas l'allure du spectre. Si l'angle entre les deux vecteurs est faible ou si le champ est faible, le spectre se trouve contracté. Si l'angle est voisin de $\frac{\pi}{2}$ ou si le champ est fort, on peut observer deux familles de raies à une distance de la pulsation centrale égale aux fréquences gyromagnétiques ω_{Be} et ω_{Bi} .

Si les électrons ont une vitesse de dérive par rapport aux ions, il en résulte une dissymétrie dans le spectre ionique, plus ou moins accentuée selon le rapport entre cette vitesse de dérive et la vitesse thermique des électrons.

3 - Exemples d'application

Nous ne tiendrons compte dans les exemples suivants ni des collisions, ni du champ magnétique, ni d'une vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions.

Les deux paramètres importants qui permettront de classer les plasmas sont le rapport entre température électronique et température ionique, et la quantité α qui permet de comparer la longueur de Debye dans le plasma au vecteur d'onde de l'onde diffusée

Rappelons tout d'abord la définition de α (équation 13) :

$$\alpha = \frac{1}{K \lambda_d} = \frac{\lambda_o}{4 \pi \sin \frac{\varphi}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_o k T}{N e^2}}}$$

La section efficace de diffusion (équation 21) est égale à :

$$\sigma = \sigma_e N_e \frac{1 + \alpha^{2/2}}{1 + \alpha^2}$$

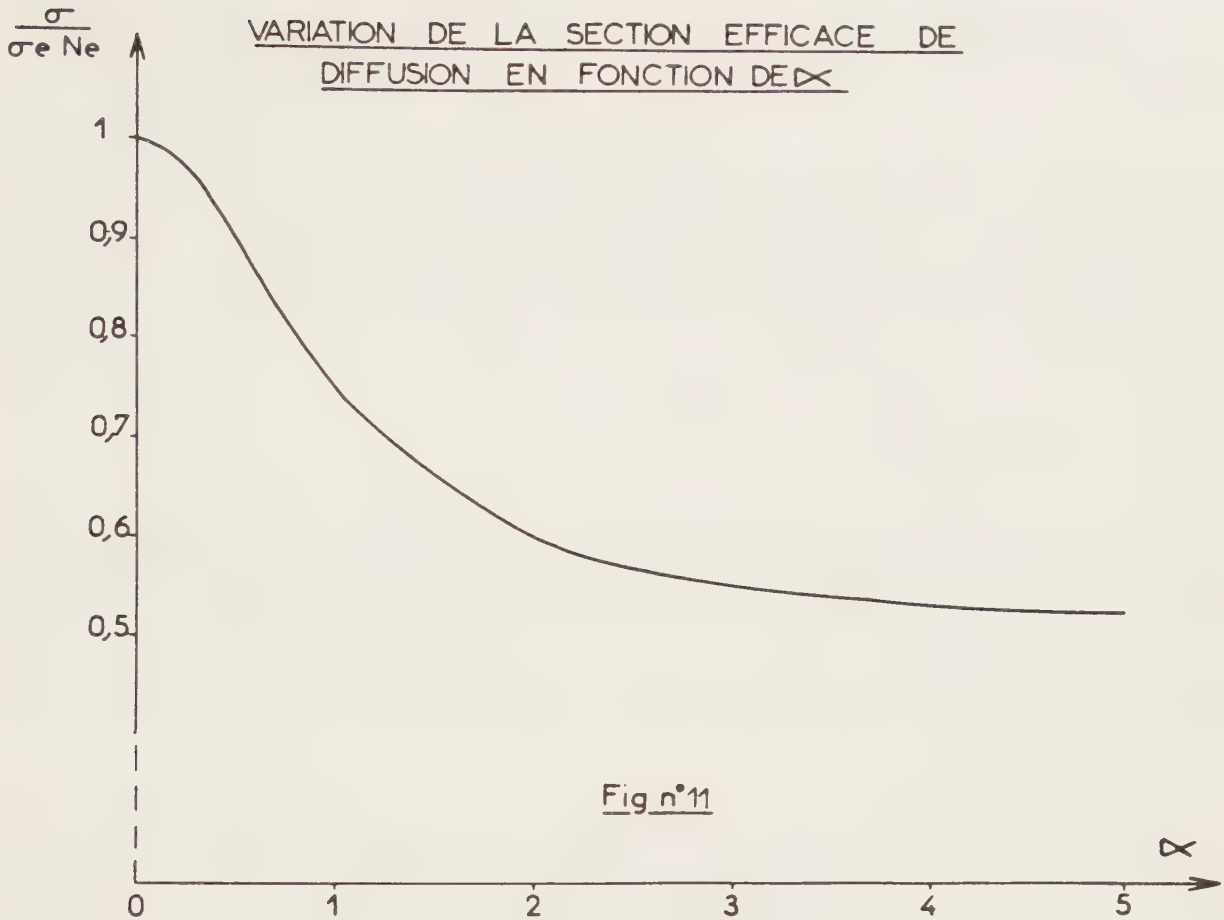


figure 11

Nous avons tracé sur la figure 11 la courbe qui représente les variations du rapport $\frac{\tau}{\tau_e N_e}$ en fonction de α . On peut voir d'après cette courbe que, si α est plus petit que 0,5 $\tau = \tau_e N_e$ et, si α est plus grand que 3, $\tau = \frac{1}{2} \tau_e N_e$ à 10 % près. En conséquence, nous choisirons trois domaines de variations pour α :

$$\alpha < 0,5 \quad 0,5 < \alpha < 3 \quad \alpha > 3$$

D'autre part, si nous voulons comparer les deux parties du deuxième membre de l'équation (62), nous pouvons, en faisant quelques approximations, réécrire cette équation sous la forme :

$$(66) \quad \sigma(\omega) \simeq \Gamma_{\alpha} \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \right) \frac{d\omega}{\Omega_e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \Gamma_{\beta} \left(\frac{\omega}{\Omega_i} \right) \frac{d\omega}{\Omega_i}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_e = K \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_e}} = \frac{4 \pi \sin \varphi/2}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_e}} \\ \Omega_i = K \sqrt{\frac{2 k T_i}{m_i}} = \frac{4 \pi \sin \varphi/2}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2 k T_i}{m_i}} \\ \beta = \sqrt{Z \frac{T_e}{T_i} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}} \end{array} \right.$$

On peut donc voir ainsi que la première partie qui représente l'influence électronique et la deuxième partie qui représente l'influence ionique sont représentées par des courbes qui peuvent se déduire l'une de l'autre par simple changement de coordonnées. Nous avons tracé différents réseaux de courbes pour différentes valeurs de α et du rapport T_e/T_i .

Sur la figure 12 (page 53), nous avons tracé les courbes de variations de la partie électronique du spectre de diffusion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de α , en supposant que $T_e = T_i$ et que $z = 1$ (ω_0 est la pulsation de l'onde incidente). D'après ces courbes, on peut voir que, si α est compris entre 0 et 0,5, la partie électronique du spectre se confond avec le spectre de diffusion d'électrons libres soumis uniquement à l'agitation thermique. Au fur et à mesure que α augmente, les courbes se réduisent à deux pics de plus en plus étroits situés de part et d'autre de la fréquence centrale à une distance telle que :

$$\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_{Te}} \right)^2 = \frac{1}{2} (\alpha^2 + 3)$$

Sur la figure 13 (page 53), sont tracées les courbes de variations de la partie ionique du spectre de diffusion en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de α . Les ordonnées sur les courbes de la figure 12 et de la figure 13 sont exprimées avec les mêmes unités arbitraires. Ces courbes se déduisent simplement des précédentes en prenant, pour un α donné, la courbe de la figure 12 qui correspond à :

$$\beta = \sqrt{\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}} \quad \text{et en multipliant son intensité par} \quad \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2$$

Sur la figure 14, sont tracées les courbes de variations de la partie ionique du spectre en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs du rapport T_e/T_i , en supposant α suffisamment grand pour que $\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \simeq 1$. Si T_e/T_i est faible, la courbe est de type Gaussien et, au fur et à mesure que le rapport augmente, la courbe se réduit à deux pics. Là aussi, la résonance est telle que :

$$\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_{Ti}} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\beta^2 + 3 \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{T_e}{T_i} + 3 \right)$$

D'autre part, l'influence du rapport T_e/T_i sur la partie électronique du spectre est pratiquement nulle.

Nous allons maintenant voir ce qui se passe si l'on superpose ces différents spectres.

3.1 - Cas où α est plus petit que 0,5 :

Si α est plus petit que 0,5, l'influence de la partie ionique du spectre de diffusion est négligeable. En effet, pour $\alpha = 0,5$ $\frac{I_i}{I_e} \simeq 3 \cdot 10^{-2}$. Finalement, le spectre de diffusion sera celui qui est fourni par des électrons de densité N_e à une température T_e . L'intensité totale du rayonnement diffusé permettra de connaître la densité. La connaissance du spectre permettra d'en déduire la température électronique. En effet, l'intensité du point correspondant à $\omega - \omega_0 = \Omega_{Te}$ est égale à l'intensité maximum multipliée par un facteur $1/e$ (où e est la constante de Neper). Nous n'aurons pas, dans ce cas, de renseignements sur le comportement des ions.

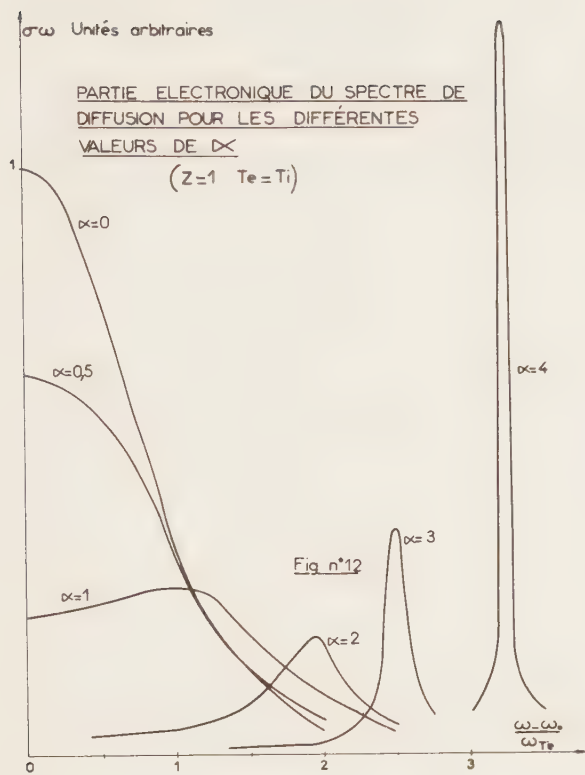


figure 12

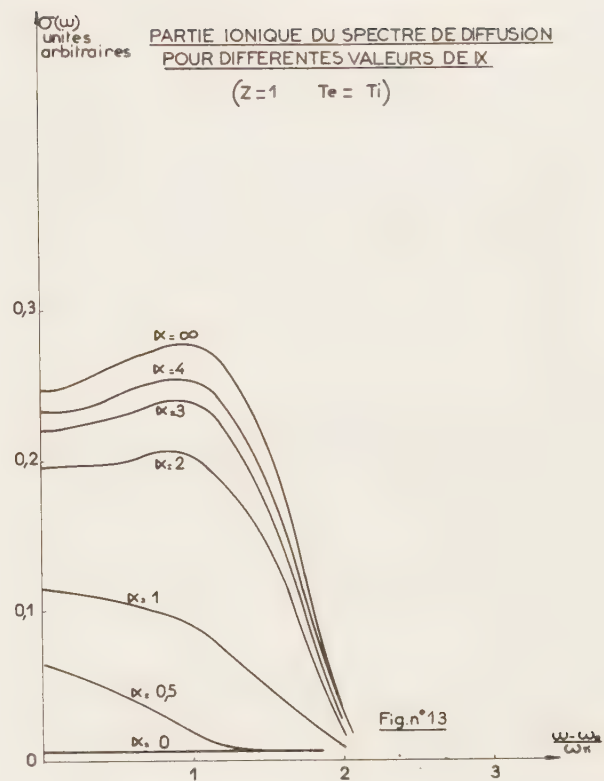


figure 13

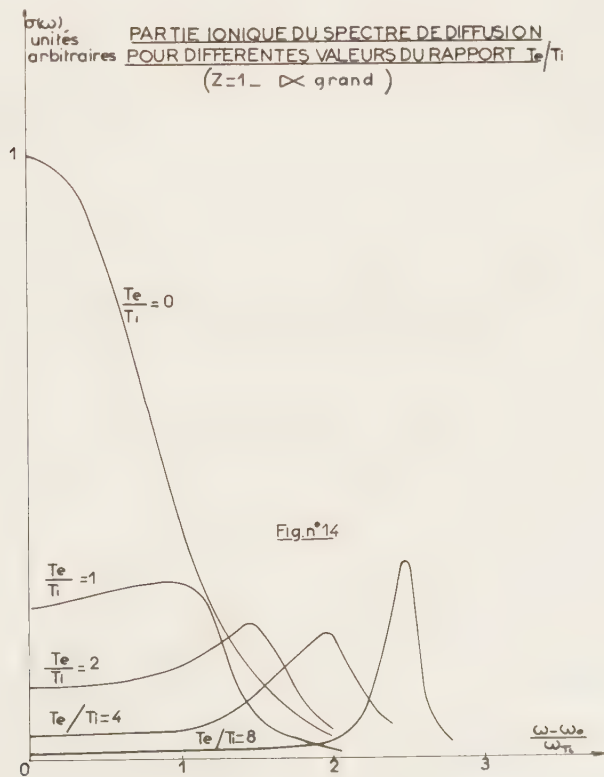


figure 14

3.2 - Cas où α est plus grand que 3 :

Le spectre de diffusion sera composé d'une partie centrale due à l'influence des ions et de deux pics situés de part et d'autre de la fréquence centrale qui sont dus à la partie électronique. La largeur à mi-hauteur de la partie centrale est de l'ordre de $3 \Omega_{Ti}$. On peut ainsi en déduire la température ionique. La position des deux pics sur la partie centrale permet de connaître le rapport T_e/T_i , puisque la résonance est telle que :

$$\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_{Ti}} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{T_e}{T_i} + 3 \right)$$

Connaissant T_e , on peut calculer Ω_{Te} . La position des pics électroniques permet alors d'en déduire α_e , puisqu'ils sont situés à une distance telle que :

$$\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_{Te}} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\alpha_e^2 + 3 \right)$$

On pourra alors en déduire la valeur de la densité électronique.

3.3 - Cas où α est compris entre 0,5 et 3 :

Il sera beaucoup plus difficile que dans les cas précédents de déduire des mesures la densité et les températures électroniques. En effet, à ce moment-là, les ordres de grandeur des influences électroniques et ioniques sont voisins. Les valeurs de N_e , T_e et T_i peuvent être estimées comme précédemment, mais il faudra avoir recours à des calculs numériques plus soigneux pour avoir des mesures précises.

3.4 - Cas particuliers :

Nous considérerons trois plasmas différents. La longueur d'onde incidente est celle d'un laser à rubis : 6943 Å, et la diffusion se fait à 90°. Le plasma est un plasma d'hydrogène.

$$3.4.1 - N_e = N_i = 10^{17} \text{ e/cm}^3 \quad T_e = T_i = 10^4 \text{ K} :$$

Les différentes constantes ont pour valeurs :

$$\begin{aligned} \alpha_e &= \alpha_i = 3,5 & \beta_e &= \beta_i = 0,96 \\ \Omega_{Te} &= 0,7 \cdot 10^{13} & (\Delta \lambda)_{Te} &= 18 \text{ Å} \\ \Omega_{Ti} &= 0,16 \cdot 10^{12} & (\Delta \lambda)_{Ti} &= 0,41 \text{ Å} \end{aligned}$$

Le spectre de diffusion se trouve sur la figure 15, page 55. Les pics de résonance sont situés à 0,41 et 18 Å de la fréquence centrale. La demi-largeur à mi-hauteur de la partie centrale est de 0,75 Å.

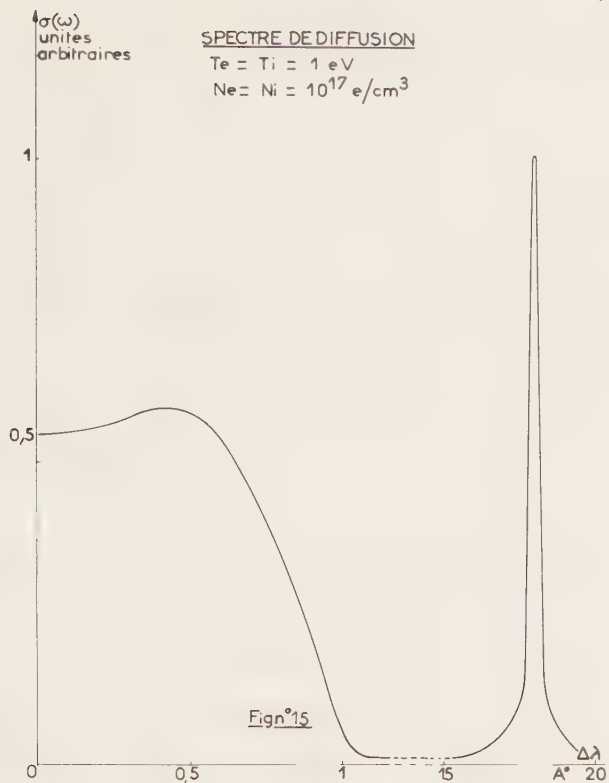


figure 15

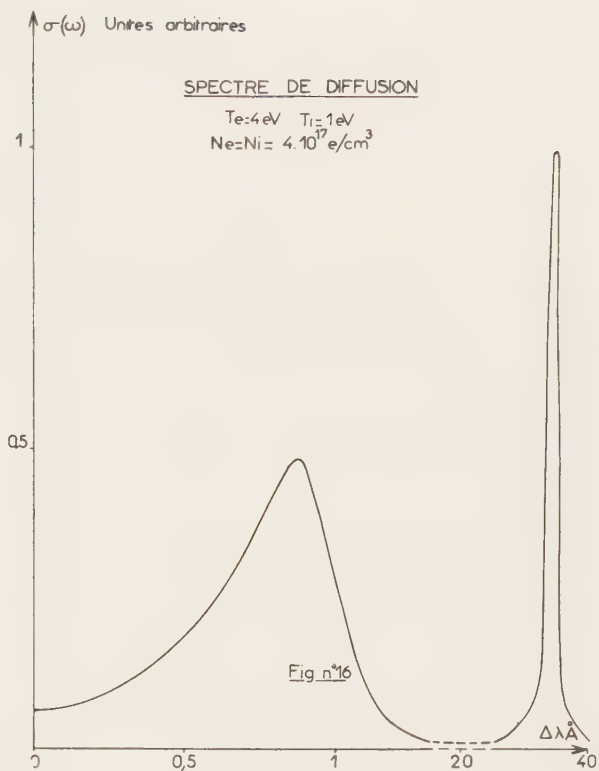


figure 16

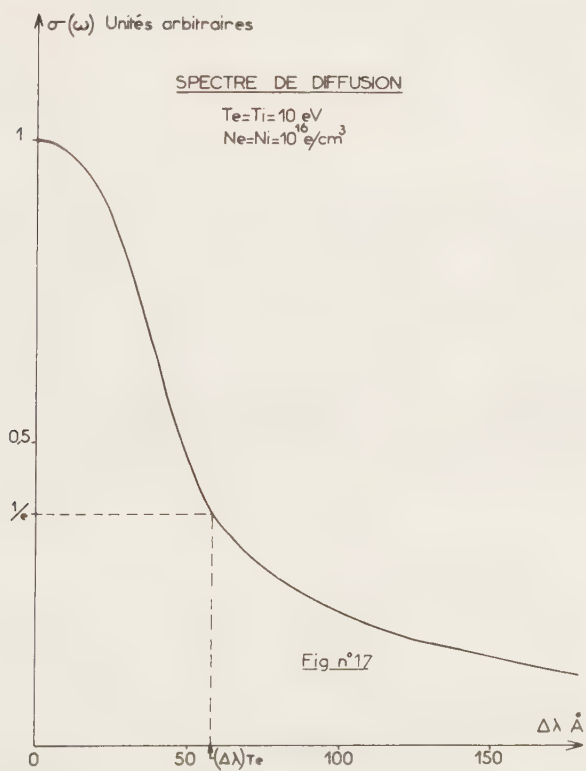


figure 17

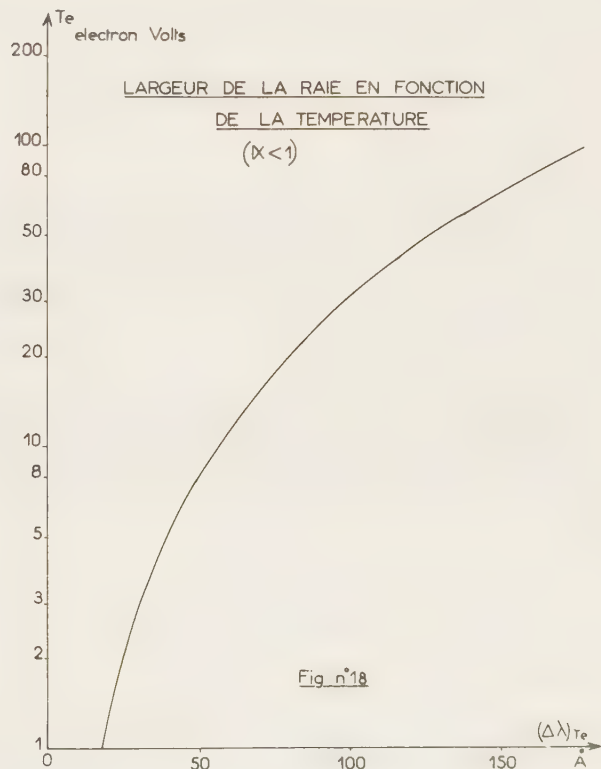


figure 18

$$3.4.2 - N_e = N_i = 4 \cdot 10^{17} \text{ e/cm}^3, \quad T_e = 4 \text{ eV}, \quad T_i = 1 \text{ eV} :$$

Les différentes constantes ont pour valeurs :

$$\alpha_e = 3,5 \quad \alpha_i = 1,75$$

$$\Omega_{T_e} = 1,4 \cdot 10^{13} \quad (\Delta \lambda)_{T_e} = 36 \text{ \AA}$$

$$\Omega_{T_i} = 0,16 \cdot 10^{12} \quad (\Delta \lambda)_{T_i} = 0,87 \text{ \AA}$$

Le spectre de diffusion se trouve sur la figure 16, page 55. Les pics de résonance sont situés à 0,87 et 36 Å de la fréquence centrale.

$$3.4.3 - N_e = N_i = 10^{16} \text{ e/cm}^3, \quad T_e = T_i = 10 \text{ eV} :$$

Les différentes constantes ont pour valeurs :

$$\alpha_e = \alpha_i = 0,35$$

$$\Omega_{T_e} = 2,2 \cdot 10^{13} \quad (\Delta \lambda)_{T_e} = 57 \text{ \AA}$$

$$\Omega_{T_i} = 0,51 \cdot 10^{12} \quad (\Delta \lambda)_{T_i} = 1,3 \text{ \AA}$$

Le rapport entre les intensités maximum des parties électroniques et ioniques est égal à :

$$\frac{I_i}{I_e} = \frac{9 \cdot 10^{-3}}{0,8} = 1,1 \cdot 10^{-2}$$

On voit bien que l'influence des ions est négligeable.

Le spectre de diffusion se trouve sur la figure 17, page 55.

3.4.5 - Dans le cas où α est plus petit que 0,5 et que, par conséquent, le spectre de diffusion est celui des électrons, nous pouvons tracer la courbe de variation de $(\Delta \lambda)_{T_e}$ en fonction de la température électronique. Elle se trouve sur la figure 18, page 55. Nous savons que, d'autre part, la section efficace de diffusion est égale à :

$$\sigma = \sigma_0 N_e$$

où $\sigma_0 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2.$

CHAPITRE V

MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE D'UN PLASMA PAR RESONANCES DANS UNE CAVITE FABRY-PEROT : EXPERIMENTATION

1 - Réalisation

Le montage expérimental d'une interférométrie à l'aide d'un laser à gaz doit être réalisé de manière à satisfaire aux conditions suivantes :

- Elimination des vibrations parasites ;
- Elimination de la lumière parasite issue du plasma.

Il faut en effet prendre un certain nombre de précautions si l'on veut pouvoir observer des franges d'interférence.

1.1 - Elimination des vibrations parasites :

Elles sont très gênantes car, se retrouvant sur les miroirs de la cavité optique, elles modifient la longueur du chemin optique. On observe alors des franges d'interférence à la fréquence des vibrations, franges qui sont sans rapport avec une variation de l'indice de réfraction du plasma. Ces vibrations peuvent être aussi bien d'origine mécanique que d'origine acoustique.

Le laser à gaz doit être lui-même très rigide. Pour cela, il est posé sur une plaque de duralumin de 15 mm d'épaisseur reposant sur la tranche de fers en «U» très rigides qui constituent le bâti. D'autre part, le miroir extérieur est rendu solidaire de ce bâti à l'aide de fers en «U», ce qui lui permet, s'il vibre, de le faire en phase avec le laser. L'ensemble du bâti repose sur une épaisse couche de caoutchouc mousse qui absorbe les vibrations mécaniques provenant du sol et sur une couche de caoutchouc plus dur qui protège le bâti contre les vibrations radiophoniques.

En prenant toutes ces précautions (il faut aussi éviter de disposer sur le bâti des transformateurs d'alimentation alimentés en 50 périodes), on n'observe plus que des franges parasites à très basse fréquence (quelques périodes par seconde et moins), d'amplitude relativement faible et qui sont peu gênantes surtout dans l'infra-rouge où on ne les observe presque plus.

1.2 - Elimination de la lumière parasite issue du plasma :

Si l'on ne prend pas de précautions, le niveau de cette lumière parasite peut être de 10^3 à 10^4 fois plus grand que le niveau des franges d'interférence. Ceci est d'autant plus grave dans l'infra-rouge car le photo-multiplicateur utilisé pour la détection est beaucoup plus sensible dans le visible que dans l'infra-rouge. L'importance de cette lumière ne peut être réduite qu'au niveau de la détection.

Nous avons tout d'abord joué sur la cohérence spatiale du faisceau laser et nous avons éloigné le photo-multiplicateur de manière à profiter de la divergence naturelle de la lumière parasite. Les dimensions du laboratoire nous ont obligés à couder le faisceau laser à l'aide d'un prisme à réflexion totale.

Nous avons disposé un certain nombre d'iris ainsi qu'un tube de bakélite de 1 mètre de long juste devant le photo-multiplicateur de manière à supprimer la lumière parasite qui pourrait arriver directement sur la photocathode.

Cela n'étant pas suffisant, nous avons disposé des filtres optiques interférentiels de $20 \text{ \AA}$ de largeur de bande sur $6328 \text{ \AA}$ et de $100 \text{ \AA}$ de large sur $1,5 \mu$ de longueur d'onde. En ce qui concerne l'infrarouge, nous n'avons pu, dans un premier temps, disposer d'un filtre interférentiel. Nous nous sommes servis d'un mélange d'iode et de sulfure de carbone / 18/ contenu dans une petite cuve en quartz à parois parallèles. Ce mélange, dont il faut convenablement doser les proportions, coupe la lumière jusqu'à $1,1 \mu$ de longueur d'onde.

1.3 - Les lasers :

Nous avons pu disposer de deux lasers à gaz hémisphériques composés d'un mélange hélium-néon. Nous n'avons pu utiliser que les deux longueurs d'ondes suivantes : $6328 \text{ \AA}$ et $11523 \text{ \AA}$.

Le premier laser, d'un mètre de long, est excité en haute fréquence par un oscillateur qui fournit 60 W à 27 MHz. Il donne environ $100 \mu\text{watts}$ sur $6328 \text{ \AA}$ et son diamètre est de l'ordre de 3 mm. C'est le faisceau côté miroir plan (3 ou 4 fois plus puissant que le faisceau côté miroir sphérique) qui rentre dans la cavité. Il a fallu améliorer le taux de filtrage de la haute tension sur l'oscillateur car le faisceau laser se trouvait modulé à 50 périodes.

Le deuxième laser, dont nous n'avons pu disposer malheureusement que pendant un temps trop court, était plus puissant : 2 mW à $6328 \text{ \AA}$, seule longueur d'onde utilisée. Ici, c'est le faisceau côté miroir sphérique qui rentre dans la cavité optique.

1.4 - Moyens de détection :

Sur la longueur d'onde de $6328 \text{ \AA}$, nous utilisons un photo-multiplicateur de type 53 AVP qui est pourvu d'une photocathode type S_3 , celle-ci ayant un excellent rendement dans le rouge.

Sur la longueur d'onde de $1,15 \mu$, n'ayant pu trouver de détecteur infra-rouge à semi-conducteur suffisamment rapide ($\tau_s = 10^{-6} \text{ s}$), nous avons utilisé un photo-multiplicateur RCA de type 7102 dont la photocathode est de type S_1 . Malheureusement, le point qui correspond à $1,15 \mu$ de longueur d'onde se trouve sur la queue de la courbe de sensibilité de cette photocathode en fonction de la fréquence, et le rapport signal sur bruit est très mauvais. Il le devient encore plus si le tube vieillit. Pour ne pas être trop gênés par ce bruit, nous avons dû travailler avec des photo-multiplicateurs neufs.

Le faisceau laser à $1,15 \mu$ étant invisible pour l'œil, nous avons utilisé, pour effectuer l'alignement, un petit convertisseur d'image portatif alimenté par une pile de 1,5 V qui fournit à l'aide d'un vibreur une tension d'accélération de 15 kV. La cathode d'entrée est de type S_1 et elle est protégée par un filtre infra-rouge. Le caractère maniable et léger de ce convertisseur permet aisément de matérialiser le faisceau laser.

2 - Expérience préliminaire

Nous avons essayé de mesurer la variation d'indice d'un gaz neutre avec la pression de manière à tester le montage.

Nous avons, pour cela, utilisé le premier laser à 6328 Å, le miroir extérieur étant plan. La pression peut varier de 2 à 760 Torr dans un tube à vide disposé dans la cavité optique. Nous avons pu ainsi relever un certain nombre de franges d'interférence : figure 1 (tableau 1).

La relation entre l'indice de réfraction et la pression étant linéaire, nous avons voulu vérifier si le nombre de franges était bien proportionnel à la variation de pression.

Sur la figure 2, nous avons fait varier la pression de 20 à 760 Torr. On peut compter 16 franges.

Sur la figure 3, la pression varie de 250 à 760 Torr. On peut compter 11 franges.

Le rapport entre les variations de pression est de :

$$\frac{760 - 20}{760 - 250} = 1,451$$

Le rapport entre le nombre de franges est de :

$$\frac{16}{11} = 1,454$$

La loi de proportionnalité est bien respectée.

Nous avons essayé de faire une mesure absolue en mesurant la longueur du tube à vide à l'aide du nombre de franges.

La loi de Gladstone-Dale nous dit que :

$$\frac{n - 1}{p} = c^{\text{te}}$$

$$\text{à la pression atmosphérique} \quad n - 1 = 293 \cdot 10^{-6}$$

$$\text{à une pression de 20 Torr} \quad n - 1 = \frac{20}{760} \cdot 293 \cdot 10^{-6}$$

$$\text{Par suite} \quad \Delta n = 293 \cdot 10^{-6} \left[1 - \frac{20}{760} \right] = 283 \cdot 10^{-6}$$

Si k est le nombre de franges et d la longueur, nous avons :

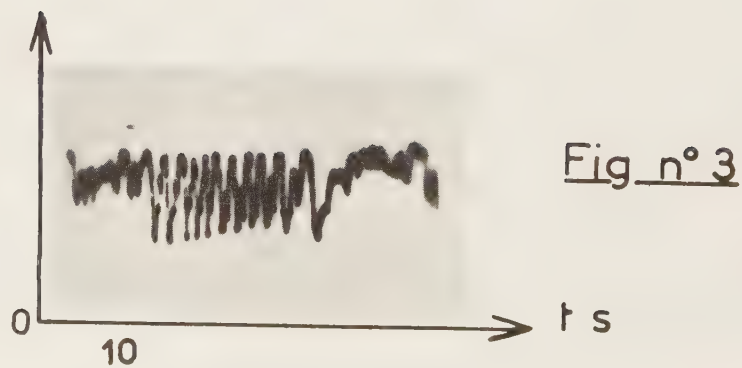
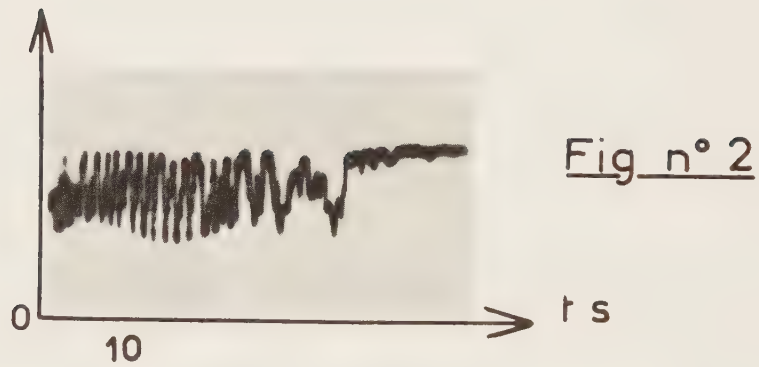
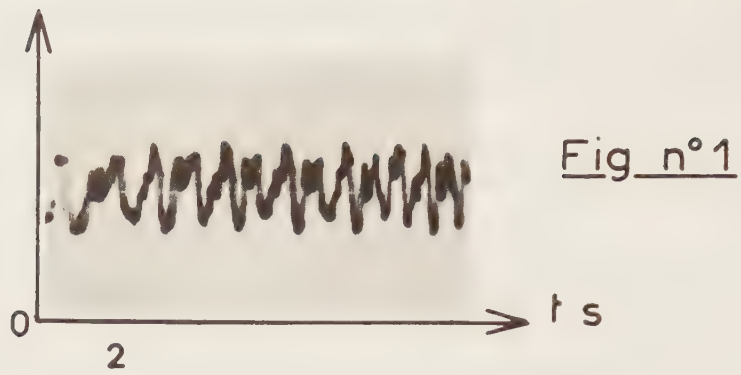
$$k \lambda = 2 d \Delta n$$

d'où :

$$d = \frac{16 \times 0,63 \cdot 10^{-3}}{2 \times 283 \cdot 10^{-6}} \text{ mm}$$

$$d = 17,9 \text{ mm.}$$

Une mesure expérimentale nous donne une longueur de 18,5 mm. Pour trouver la valeur exacte de la longueur du tube, il aurait fallu observer entre 16 et 17 franges. La précision de la mesure est donc de 3 % environ.



Mesure de la variation de densité d'un gaz neutre avec la pression,

TABLEAU N° 1

3 - Expérimentation

Nous avons essayé de trouver des franges d'interférence sur les trois types de plasmas denses utilisés.

3.1 - Torche haute fréquence :

Nous n'avons pu, avec la torche haute fréquence, observer de franges d'interférences dues à une variation de la densité électronique du plasma. L'air chaud qui se trouve autour du dard est très turbulent et les gradients d'indice optique sont très importants. Ces variations d'indice masquent complètement la variation d'indice due à la densité électronique.

Le problème est d'ailleurs identique si l'on veut effectuer une interférométrie de type Michelson ou Mach-Zehnder.

3.2 - Compression azimutale :

N'ayant pu disposer tout de suite de filtres optiques interférentiels, nous n'avons pu utiliser que l'hydrogène car les autres gaz émettaient une lumière parasite trop importante. Ayant ensuite reçu des filtres optiques, nous avons pu expérimenter avec d'autres gaz. De manière à couvrir une gamme de densités électroniques la plus grande possible, nous avons utilisé différents gaz à des pressions variables. Nous avons ainsi réalisé des plasmas d'argon, d'azote et de xénon à des pressions variant entre 10^{-1} et 2 Torr. Le schéma expérimental se trouve sur la figure 19.

3.2.1 - Conditions expérimentales :

Nous nous sommes servis du premier laser travaillant sur une longueur d'onde de $1,15 \mu$.

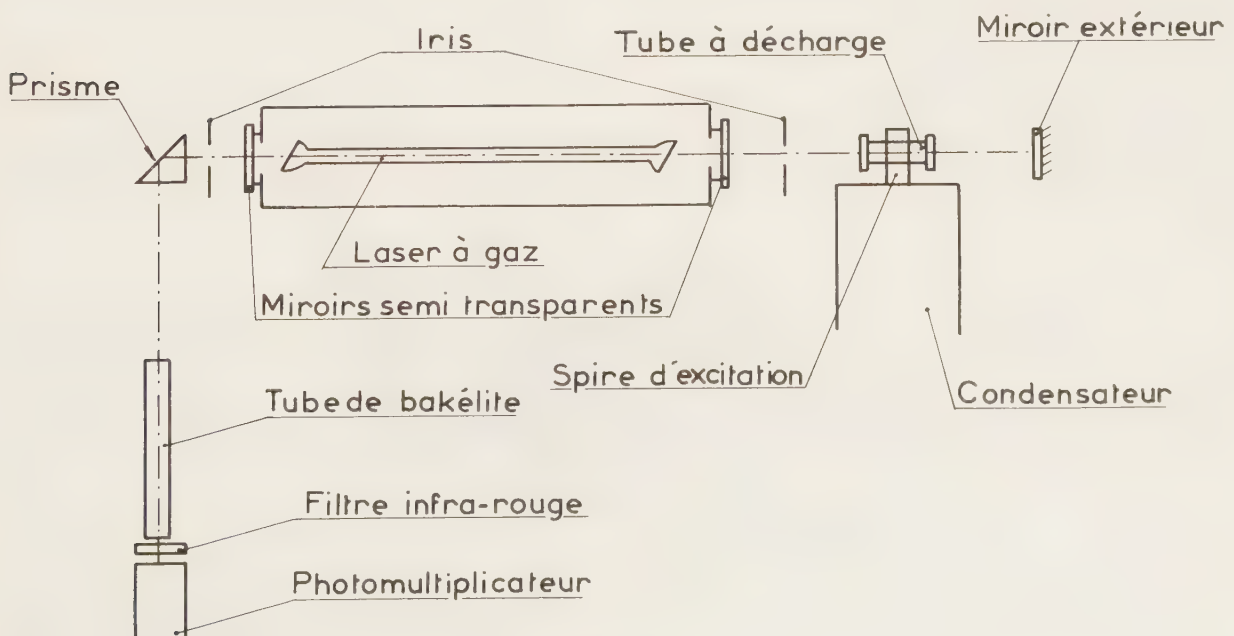


figure 19

La haute tension de charge du condensateur est de 17 kV.

Dans le cas du plasma d'hydrogène, le tube à décharge a 5,5 cm de long et 3 cm de diamètre. Le miroir extérieur est sphérique et son rayon de courbure est de 75 cm. La cavité optique a 65 cm de long.

Pour les plasmas d'argon, d'azote et de xénon, le tube mesure 10 cm de long et 3 cm de diamètre. Le miroir extérieur est plan.

Les hublots situés de part et d'autre du tube à décharge doivent être en quartz et aussi minces que possible de manière à ne pas trop diminuer le coefficient de surtension de la cavité optique contenant le plasma.

3.2.2 - Mode opératoire :

Un premier alignement est fait à l'aide du convertisseur d'image portatif. Un réglage plus fin est ensuite réalisé à l'aide du signal recueilli sur le photo-multiplicateur.

Le réglage du miroir extérieur est très critique et il faut très souvent le rectifier. En l'absence de tube à plasma, l'augmentation résultant de la présence de ce miroir est d'environ 20 % par rapport au signal total. Si les hublots sont sales ou bien de mauvaise qualité, cette augmentation peut tomber à 2 ou 3 % et elle est à ce moment-là complètement noyée dans le bruit. Avec de bons hublots, cette augmentation est de 10 % et avec un photo-multiplicateur neuf le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 3 à 5.

De manière à observer les parasites divers (parasites électro-magnétiques dus à la décharge du condensateur, niveau de bruit, vibration, etc...), nous faisons tout d'abord une compression à une pression basse (de l'ordre de 10^{-3} Torr), de sorte qu'il n'y ait pas ionisation du gaz. Nous faisons ensuite rentrer du gaz et nous effectuons une nouvelle compression. On peut alors voir défiler, éventuellement, des franges d'interférence.

Malheureusement, le niveau des parasites électromagnétiques est très gênant pour l'observation des franges d'interférence dues à l'ionisation du gaz. Nous ne pouvons facilement observer que les phénomènes qui accompagnent la déionisation.

3.2.3.- Résultats expérimentaux :

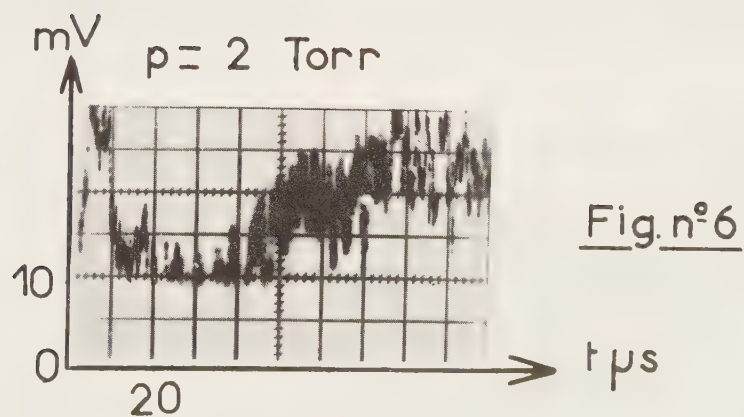
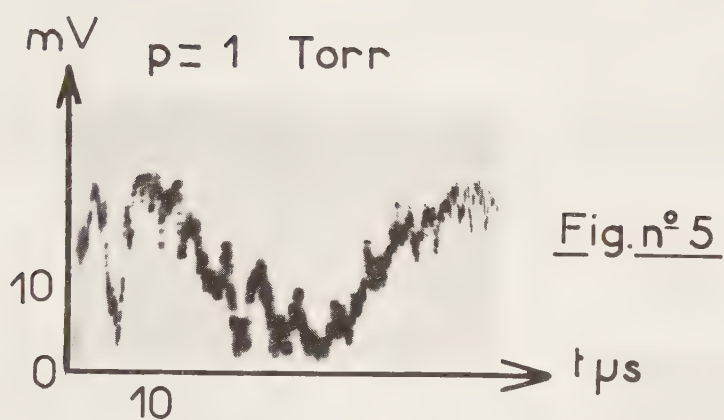
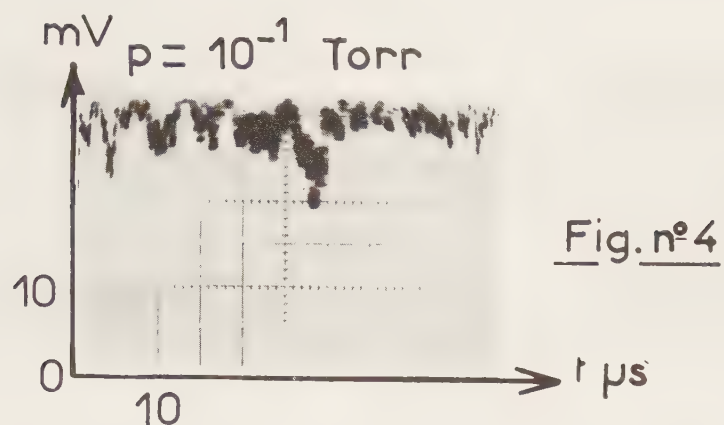
Nous montrons sur différents tableaux les photographies des franges d'interférence ainsi obtenues.

3.2.3.1 - Plasma d'hydrogène :

Les résultats figurent sur le tableau N° 2. Sur la figure 4, la compression a été effectuée à une pression de 10^{-1} Torr et l'on observe simplement le niveau de bruit. Sur les figures 5 et 6, on observe une frange d'interférence due à l'ionisation, puis une frange due à la déionisation. En augmentant la pression, nous n'avons pas observé de franges supplémentaires, mais un simple accroissement du temps de déionisation.

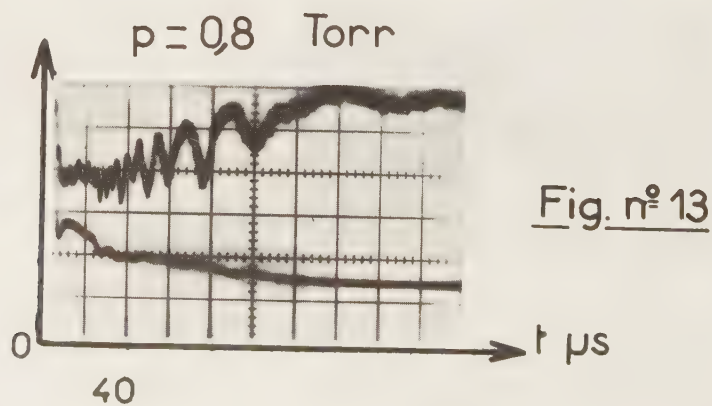
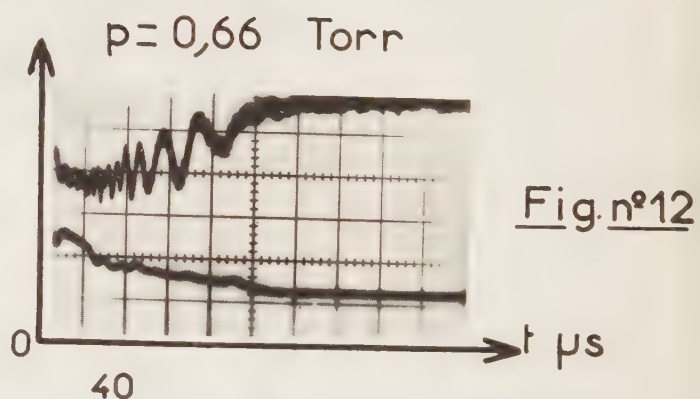
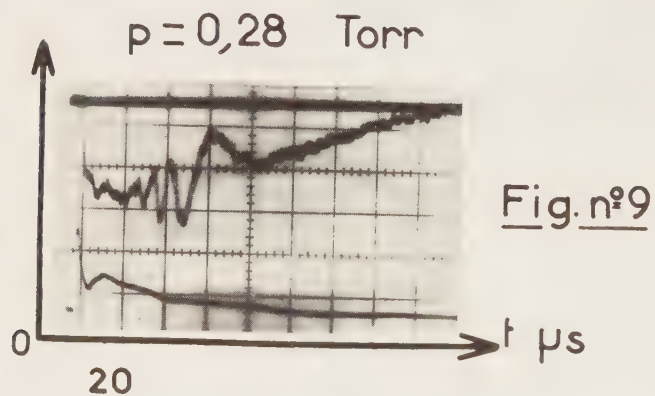
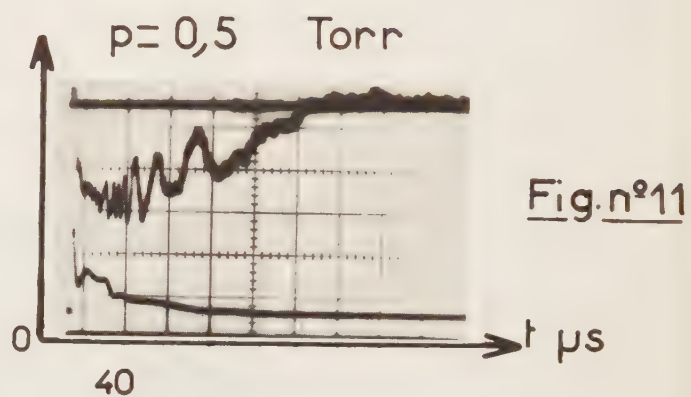
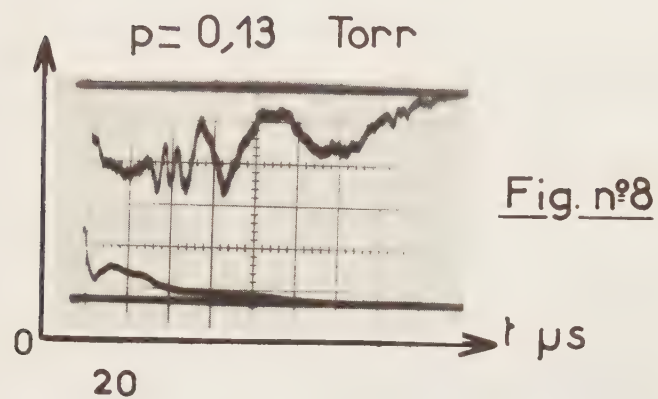
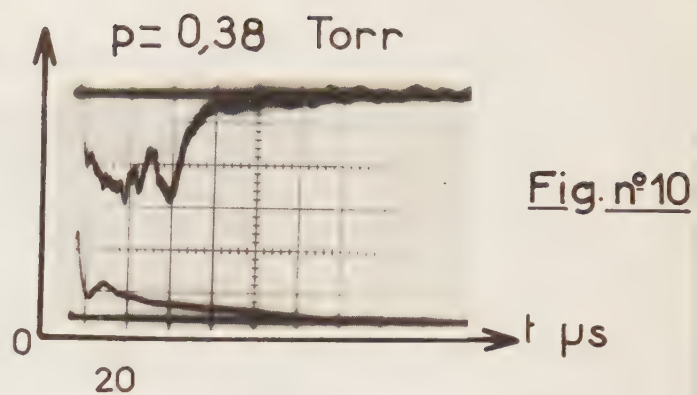
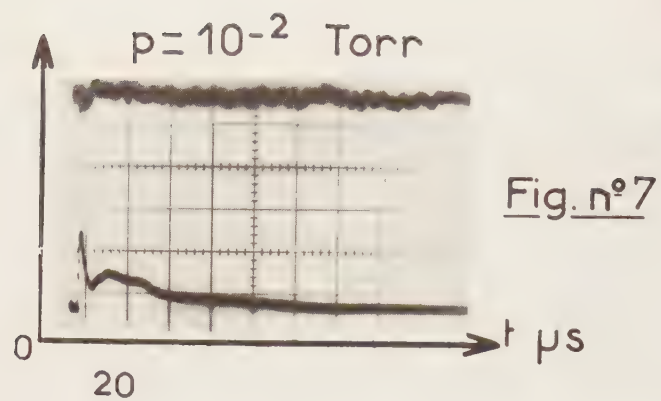
3.2.3.2 - Plasma d'argon :

Les résultats figurent sur le tableau N° 3. Sur les différentes figures, la trace inférieure représente l'allure de la lumière issue du plasma. Sur la figure 7, on observe le niveau des parasites. Sur les figures 8 à 13, nous avons fait varier la pression de 0,13 à 0,8 Torr. Au delà, il n'y a plus d'ionisation. Nous avons observé entre 1 et 9 franges d'interférences.



Franges d'interférences observées avec un plasma d'hydrogène

TABLEAU N° 2



Les franges dues à l'ionisation sont masquées par les parasites. Les franges observées sont dues à la déionisation. Le niveau moyen de ces franges n'est pas zéro mais se trouve sur une courbe qui ressemble à une frange d'interférence. Celle-ci peut provenir d'un gradient de densité de gaz neutre occasionné par l'onde de choc due à la décharge du condensateur. Cette variation de densité du gaz neutre est beaucoup plus lente que la variation de densité électronique et on peut ainsi séparer les deux sans avoir besoin de recourir à une autre longueur d'onde.

Nous avons d'autre part observé, à l'aide d'une sonde électrique, s'il n'y avait pas d'oscillations ioniques, oscillations qui pourraient se traduire, elles aussi, par des franges d'interférence. Nous n'en avons pas observées et les franges obtenues sont bien dues à une variation de densité électronique.

3.2.3.3 - Plasma d'azote :

Les résultats figurent sur les tableaux 4 et 5. Sur la figure 14 ($p = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr), on observe le niveau des parasites. Sur les figures 15 à 25, la pression varie de $2 \cdot 10^{-2}$ à 2 Torr, pression au delà de laquelle il n'y a plus ionisation. On peut voir de 1 à 5 franges d'interférences dues à la déionisation. Les phénomènes observés sont analogues à ceux décrits précédemment.

3.2.3.4 - Plasma de xénon :

Les résultats figurent sur le tableau N° 6. Sur la figure 30 (0,27 Torr), il n'y a plus ionisation et on observe les seuls phénomènes parasites. Sur les figures 26 à 29, la pression varie de $6 \cdot 10^{-2}$ à 0,19 Torr et on observe des phénomènes analogues à ceux décrits précédemment. Il y a de 2 à 7 franges d'interférence dues à la déionisation.

3.2.4 - Interprétation des résultats :

Nous traiterons séparément le cas du plasma d'hydrogène et le cas des plasmas d'argon, d'azote et de xénon car les cavités optiques sont différentes.

3.2.4.1 - Plasma d'hydrogène :

Le rapport entre la longueur de la cavité et le rayon de courbure du miroir extérieur est de :

$$\frac{d}{b_3} = \frac{65}{75} \approx 0,8$$

D'après les résultats du paragraphe 3.2.2 (Chapitre III), le gain apporté par l'introduction du miroir sphérique est de 2,57.

Il y a une frange d'interférence et, la longueur du tube étant de 5,5 cm, la longueur d'onde de $1,15 \mu$, nous trouvons pour la densité électronique moyenne :

$$\underline{N_e = 0,68 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3}$$

La densité ainsi calculée est une densité moyenne le long du tube. C'est la limite inférieure de la valeur de la densité au centre. En effet, la répartition électronique n'est certainement pas uniforme. La densité électronique décroît très vite dès que l'on se trouve en dehors de la spire d'excitation. Pour déterminer la densité au centre du tube, il faudrait connaître la distribution des particules le long du tube.

$p = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr

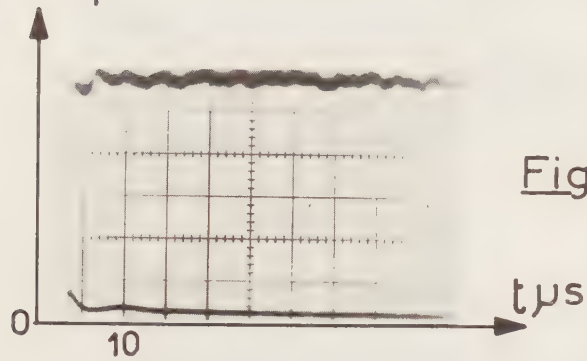


Fig. n°14

$p = 4 \cdot 10^{-2}$ Torr

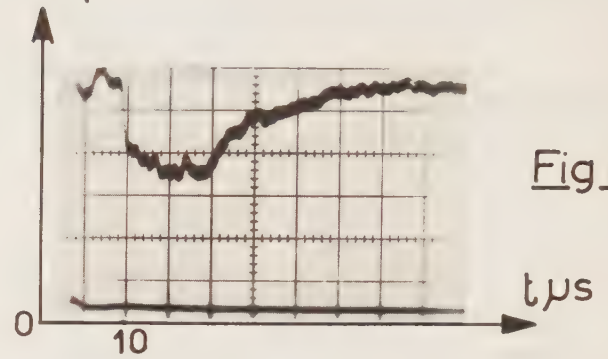


Fig. n°15

$p = 8,2 \cdot 10^{-2}$ Torr

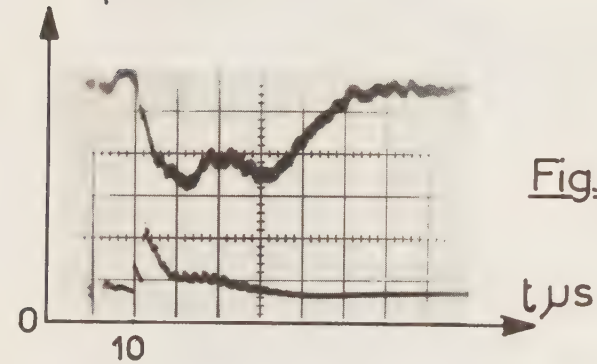


Fig. n°16

$p = 0,12$ Torr

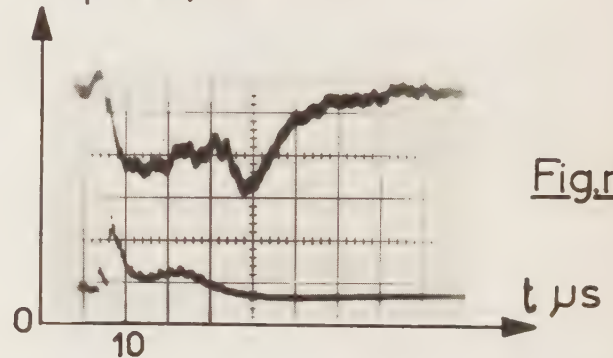


Fig. n°17

$p = 0,19$ Torr

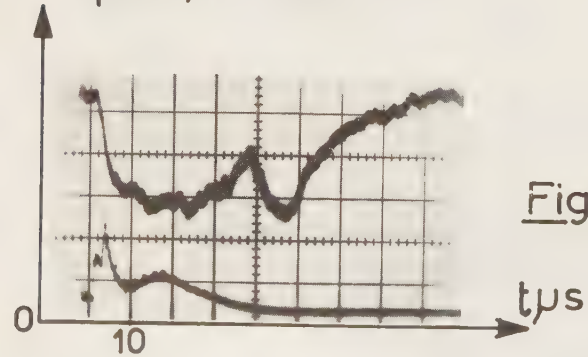


Fig. n°18

$p = 0,28$ Torr

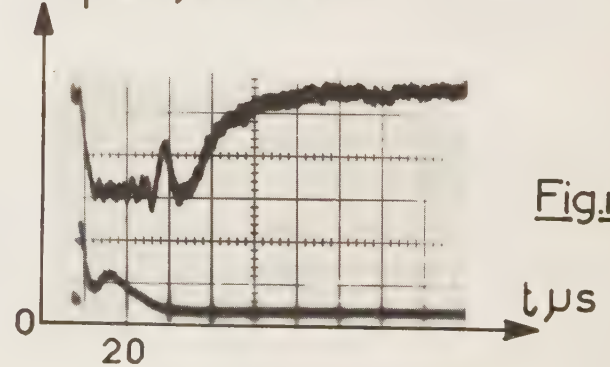


Fig. n°19

Franges observées avec un plasma d'azote

TABLEAU N° 4

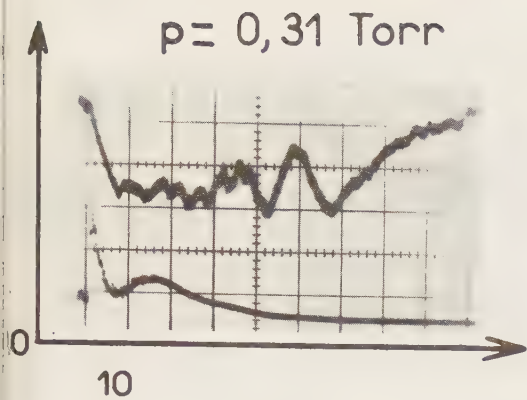


Fig.n° 20

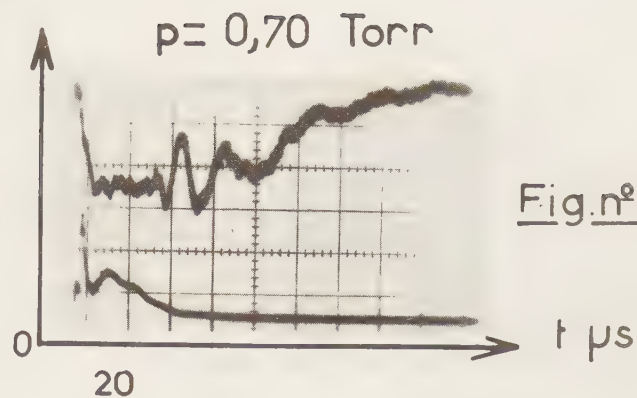


Fig.n°23

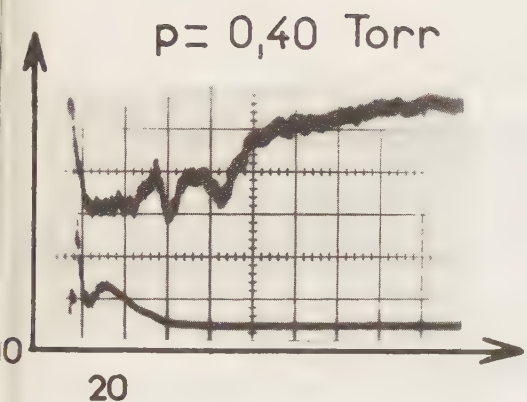


Fig.n° 21

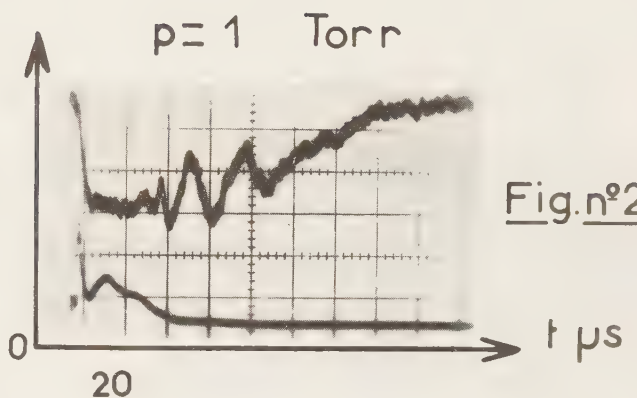


Fig.n°24

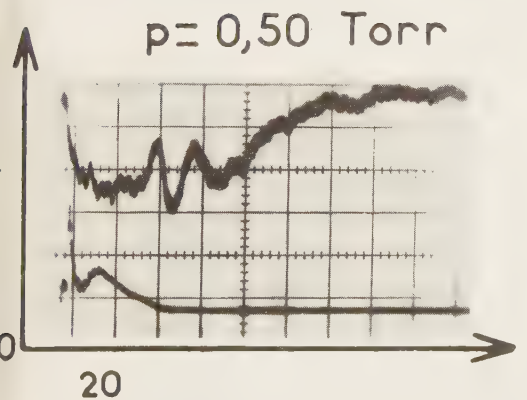


Fig.n°22

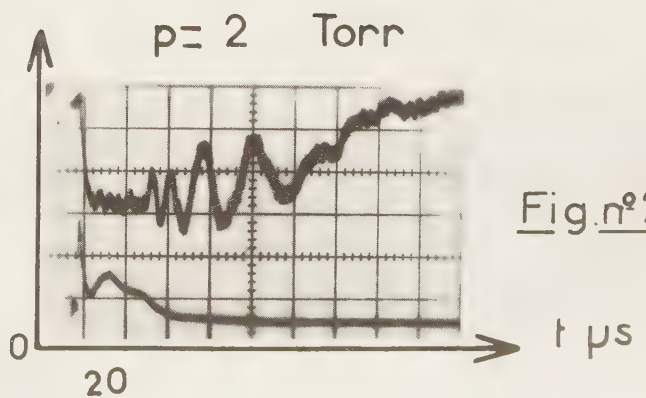
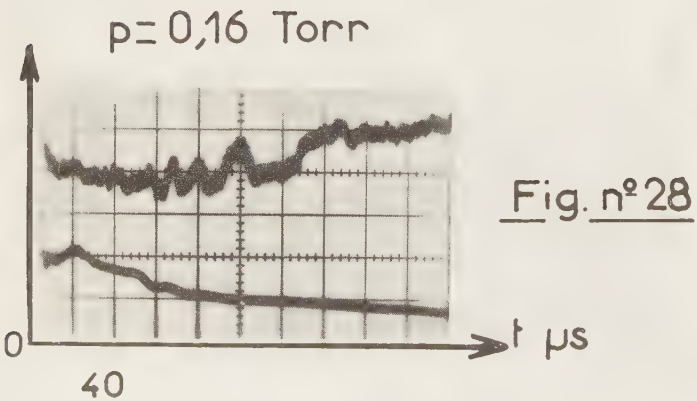
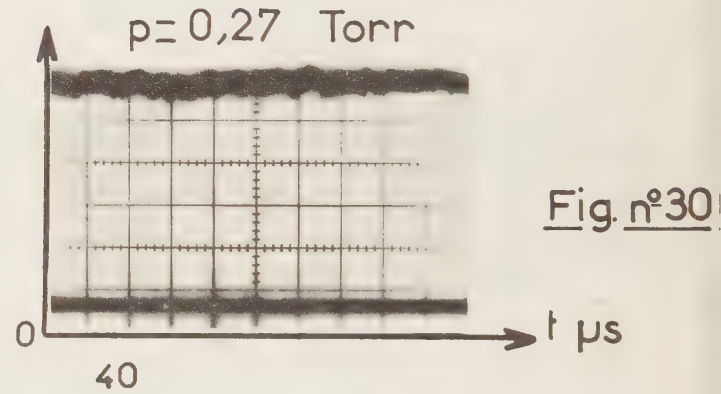
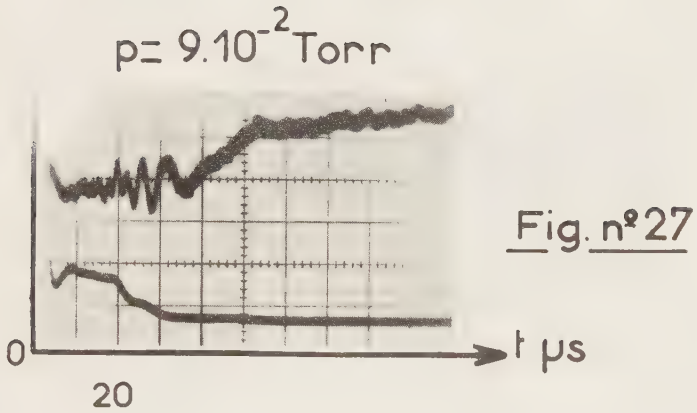
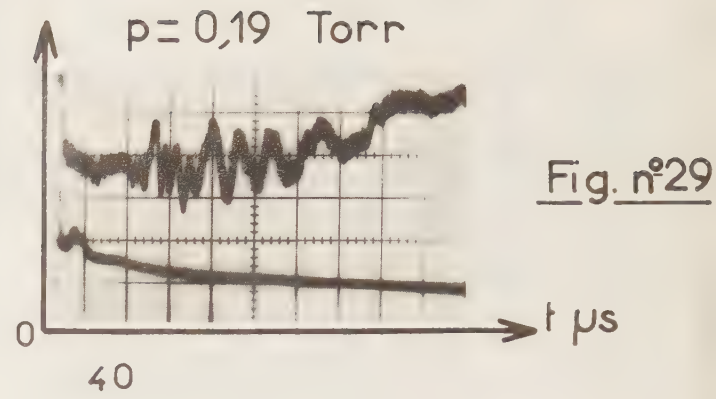
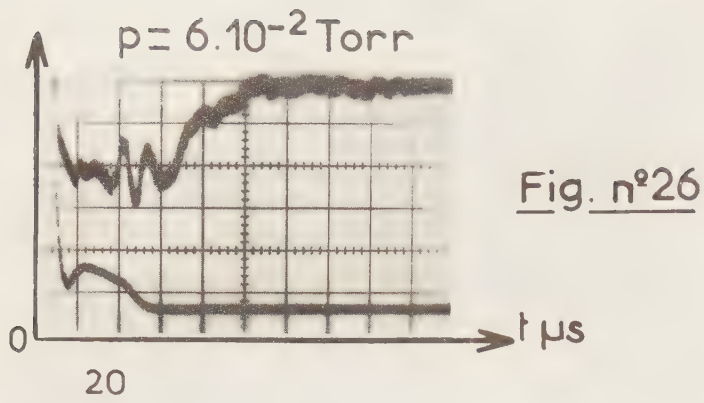


Fig.n°25

Franges observées avec un plasma d'azote



Franges observées avec un plasma de xénon

TABLEAU N° 6

Cependant, dans une première approximation, on peut considérer que la longueur utile de plasma est de 3 cm (longueur de la spire). La densité électronique maximum aurait alors pour valeur :

$$N_{e \text{ max}} = 0,68 \times \frac{5,5}{3} \cdot 10^{16}$$

$$\underline{N_{e \text{ max}} = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3}$$

Le fait qu'on ne sache pas discerner entre 1 et 2 franges d'interférence est une importante source d'erreur. Par suite, la densité électronique moyenne est comprise entre :

$$\underline{0,68 < N_e < 1,36 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3}$$

et la densité électronique maximum entre

$$\underline{1,25 < N_{e \text{ max}} < 2,5 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3}$$

3.2.4.2 - Plasmas d'argon, d'azote et de xénon :

D'après les courbes de la figure 6, une frange d'interférence correspond à une densité électronique moyenne de :

$$N_e = \underline{10^{16} \text{ e/cm}^3}.$$

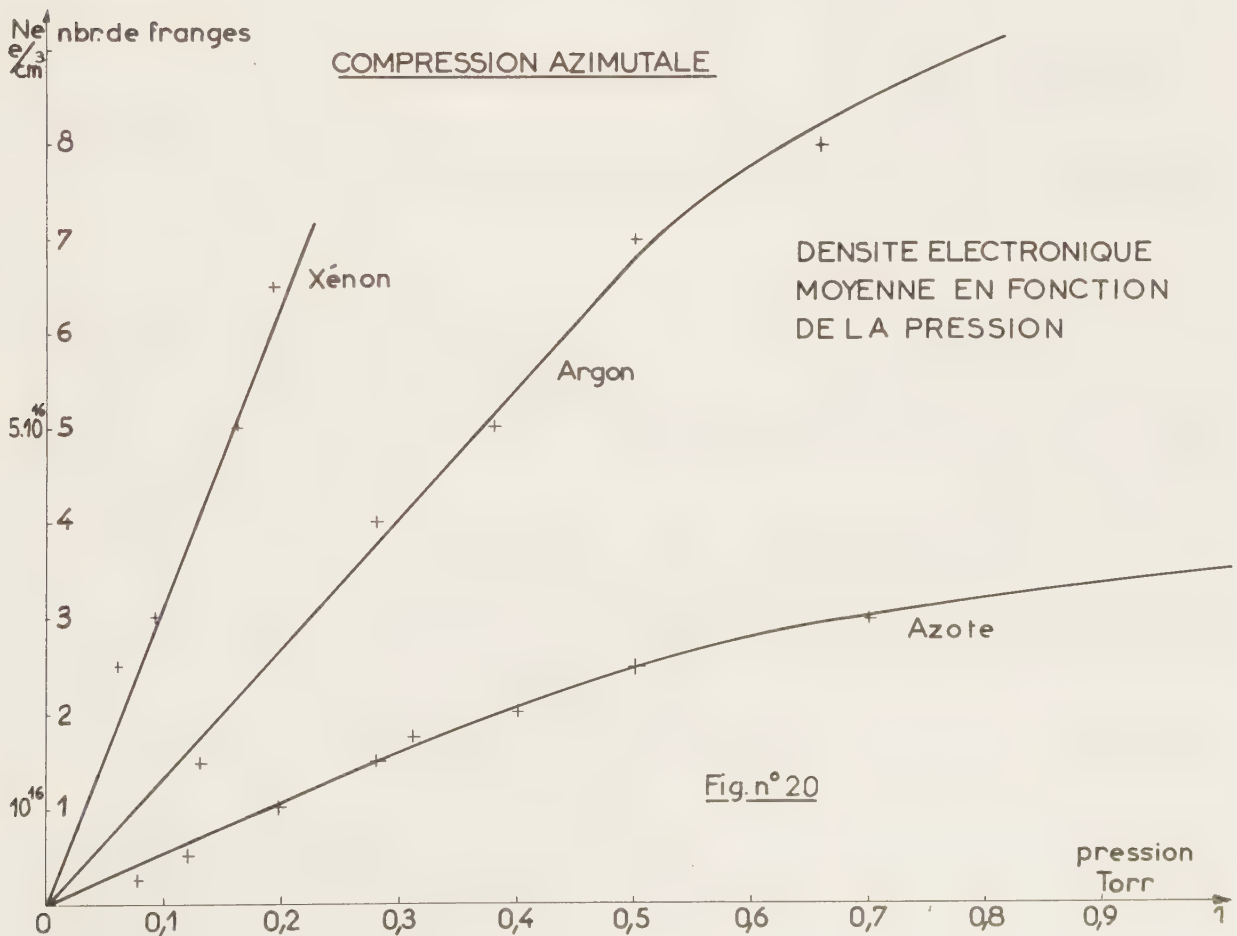


figure 20

Nous avons tracé sur la figure 20 les courbes qui indiquent les variations de la densité électronique moyenne en fonction de la pression pour les trois gaz. Dans le cas de l'argon, la densité peut monter jusqu'à $9 \cdot 10^{16}$ e/cm³, pour l'azote jusqu'à $4,5 \cdot 10^{16}$ e/cm³, pour le xénon jusqu'à $6,5 \cdot 10^{16}$ e/cm³.

La courbe qui a la pente la plus faible correspond au gaz le plus léger (l'azote) et celle qui a la pente la plus forte correspond au gaz le plus lourd (le xénon).

La densité électronique croît à peu près linéairement en fonction de la pression, pour des valeurs relativement basse de celle-ci. Pour des pressions plus fortes, les courbes se saturent, ce qui semble normal car le libre parcours moyen diminuant, la température décroît ainsi que les sections efficaces de collision. Le taux d'ionisation doit diminuer en conséquence.

Comme dans le cas du plasma d'hydrogène, il faut, si l'on veut estimer la densité électronique au centre du tube, multiplier la densité moyenne par un facteur correctif. Vu les dimensions du tube, ce facteur vaut ici : $\frac{10}{3} = 3,3$.

Une frange correspond alors à une densité maximum de :

$$N_e \text{ max} = 3,3 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3.$$

D'autre part, il faut remarquer que la précision de la mesure augmente avec le nombre de franges.

3.3 - Bouffées de plasma :

Nous avons étudié les bouffées produites par les deux lasers à rubis : le moins puissant (bouffée N° 1) et le plus puissant (bouffée N° 2) à différentes pressions.

3.3.1 - Conditions expérimentales :

Le faisceau du laser à rubis est concentré par une lentille de 10 cm de focale. La cible en aluminium se trouve à l'intérieur d'un bloc de pompage dans lequel on peut faire le vide : elle est maintenue sur un support dont la distance se règle à l'aide d'une vis micrométrique extérieure. Deux hublots latéraux permettent au faisceau du laser à gaz de traverser de part en part la bouffée de plasma. Le montage expérimental se trouve sur la figure 21, page 71.

3.3.2 - Bouffée de plasma N° 1 :

Nous avons tout d'abord travaillé à la pression atmosphérique en utilisant le laser à gaz sur $1,15 \mu$ et $6328 \text{ \AA}$ de longueur d'onde. Les interférogrammes observés se trouvent sur le tableau N° 7.

Avec le laser à gaz N° 1, travaillant sur $1,15 \mu$, et tel que le faisceau de lumière soit tangent à la cible, nous avons pu observer trois franges d'interférence très bien reproductibles (figures 32 et 33). Le rapport signal sur bruit est mauvais : le photo-multiplificateur de détection commençait à vieillir.

De manière à vérifier le résultat observé, nous avons refait la mesure avec le laser n° 2 travaillant sur $6328 \text{ \AA}$ de longueur d'onde. Sur la figure 35, le faisceau de lumière est tangent à la cible, sur la figure 34, il l'intercepte. On peut observer deux franges qui se produisent en un temps relativement bref et ensuite une ondulation plus lente qui a lieu $300 \mu\text{s}$ après. Il semble que les deux premières franges soient dues à une variation de densité électronique et que l'ondulation qui suit soit produite par le

gaz métallique chaud qui accompagne la production de la bouffée de plasma mais qui se propage plus lentement.

Si on fait le vide dans l'enceinte, on n'observe plus de franges d'interférence.

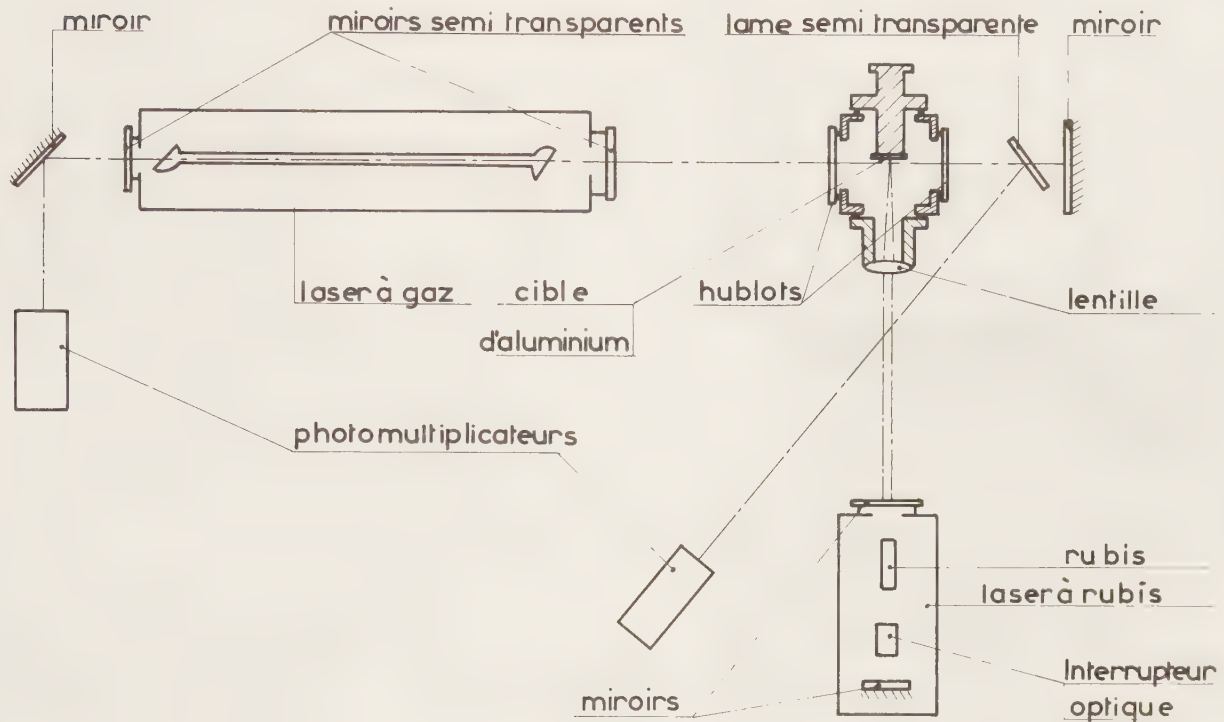


figure 21

3.3.3 - Bouffée de plasma N° 2 :

3.3.3.1 - Pression atmosphérique :

Les interférogrammes observés à l'aide du laser N° 2, travaillant sur $6328 \text{ \AA}$ de longueur d'onde, sont représentés sur le tableau N° 8.

Dans les premières expériences que nous avons faites, il nous a semblé que le faisceau laser ne pouvait pas traverser le plasma. Pour nous en assurer, nous avons interposé entre le plasma et le miroir extérieur une lame semi-transparente réfléchissant une partie du faisceau laser (après la traversée de la bouffée de plasma) vers un photo-multiplicateur sensible dans le rouge. Sur les photographies représentées sur le tableau N° 8, la trace inférieure représente le signal ainsi observé et la trace supérieure le signal observé après interférométrie.

Les figures 36 et 37 montrent les signaux observés en l'absence et en présence de plasma.

Les figures 38 et 40 représentent les signaux observés en présence de plasma, mais avec une échelle de temps différente.

Sur la figure 39, le miroir extérieur a été déréglé de manière à éviter tout aller et retour de la lumière au sein de la cavité.

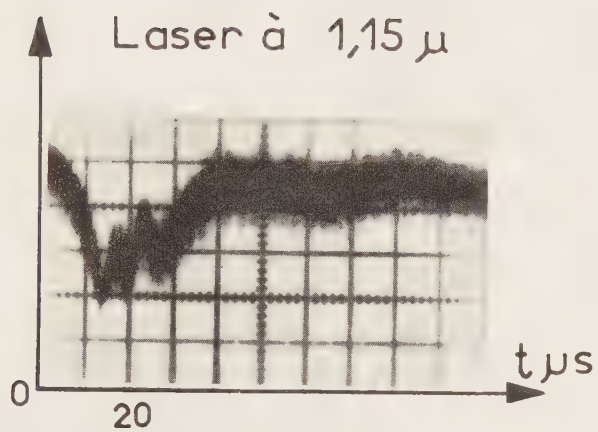


Fig. n°32

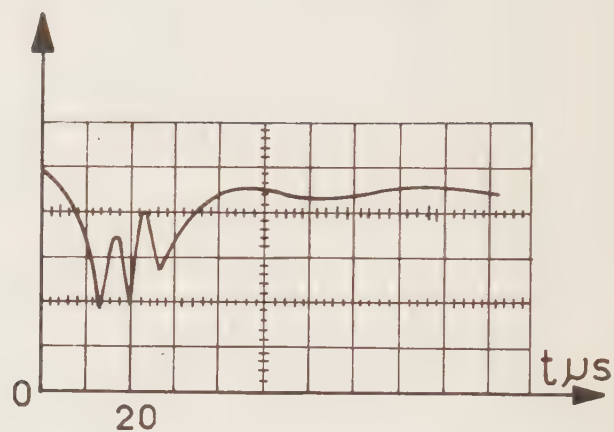


Fig. n°33

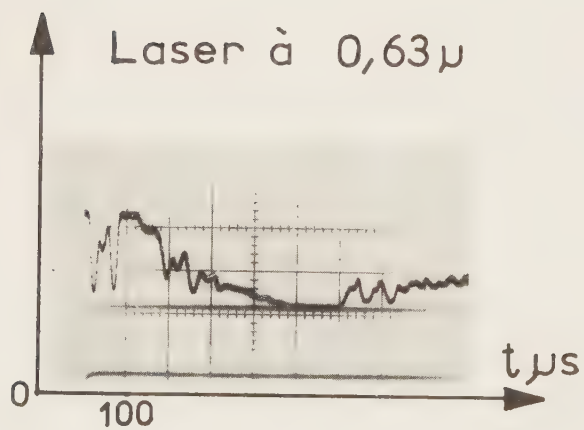


Fig. n°34

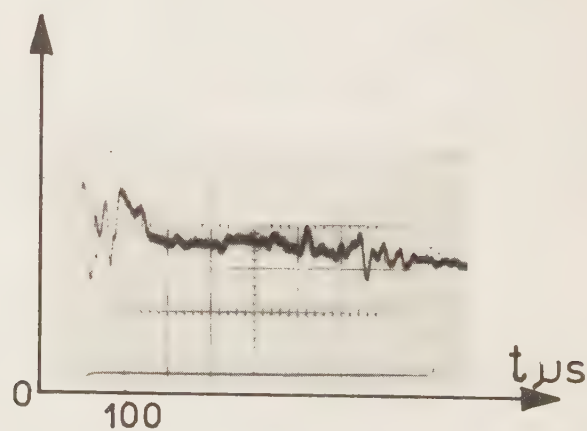


Fig. n°35

Interférogramme de la bouffée de plasma N° 1

TABLEAU N° 7

Signaux reçus en l'absence
de plasma

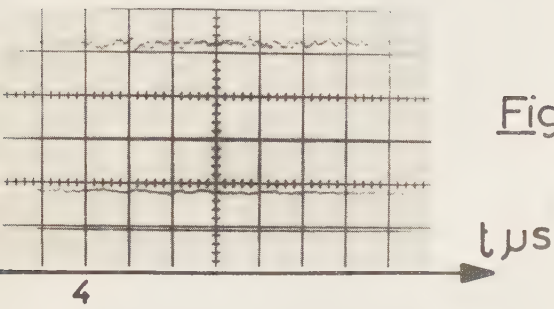


Fig. n° 36

Signaux reçus en présence
de plasma

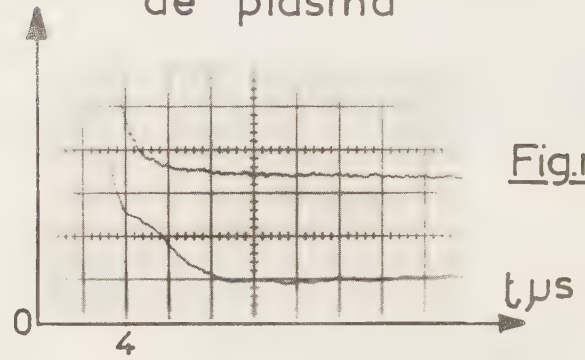


Fig. n° 37

Cavité réglée

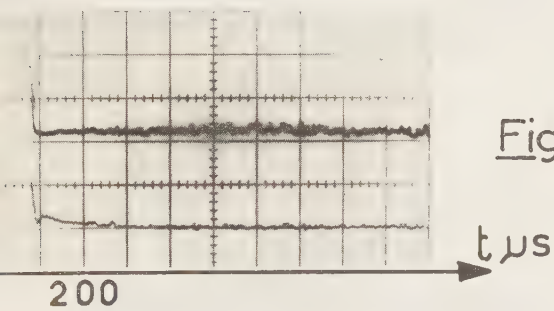


Fig. n° 38

Cavité dérégulée

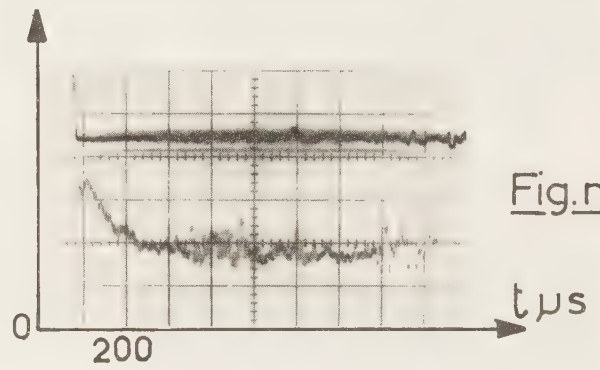


Fig. n° 39

Cavité réglée

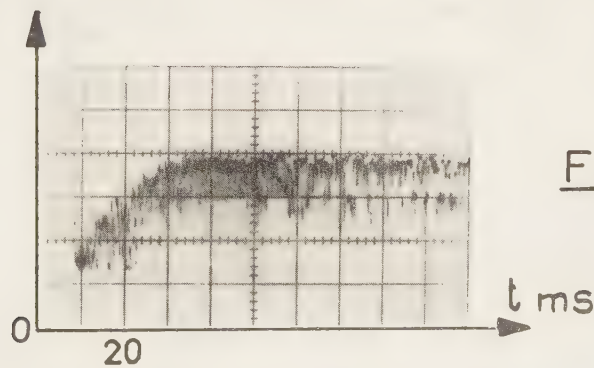
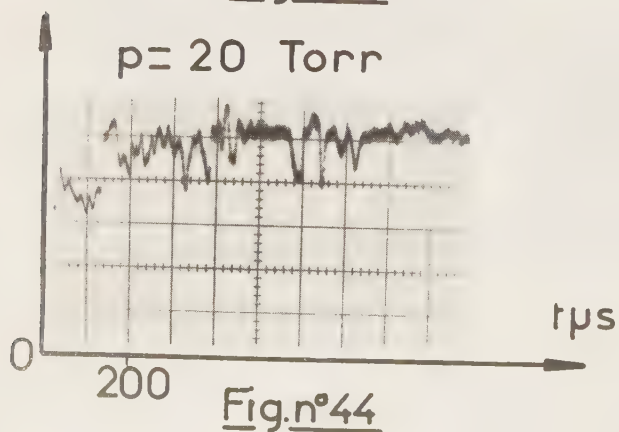
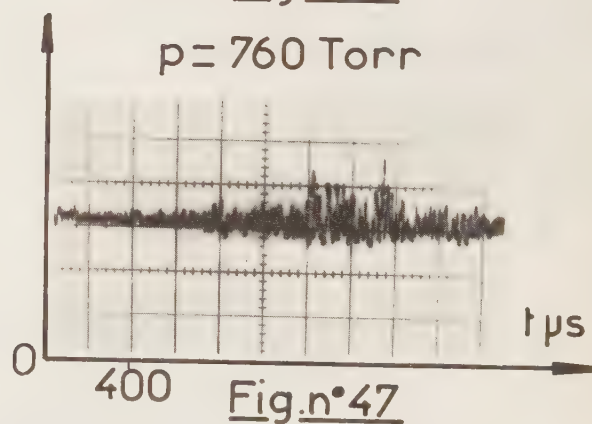
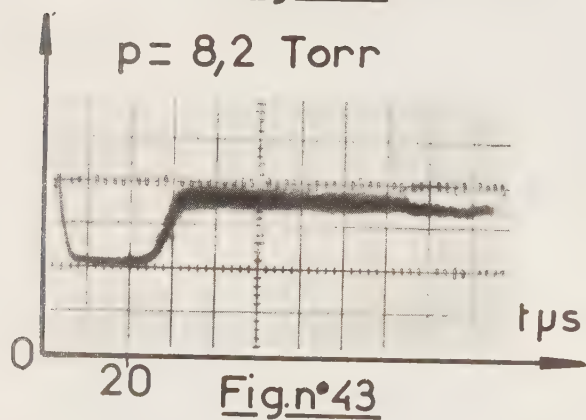
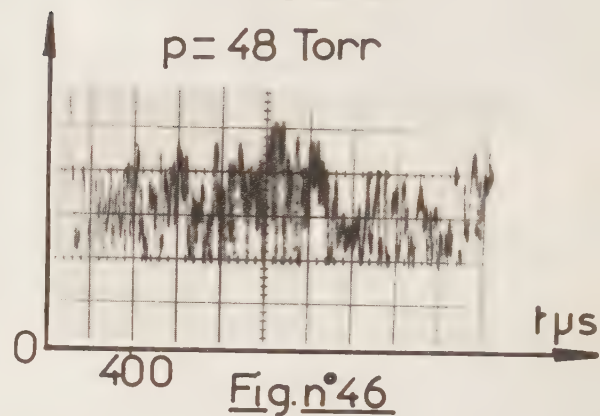
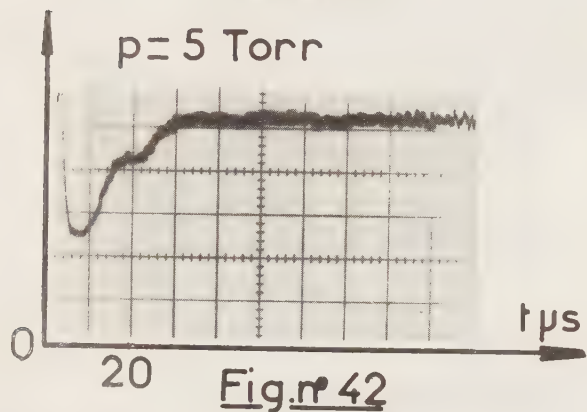
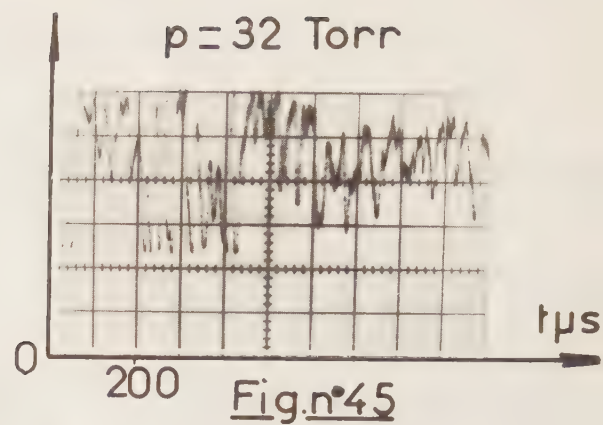
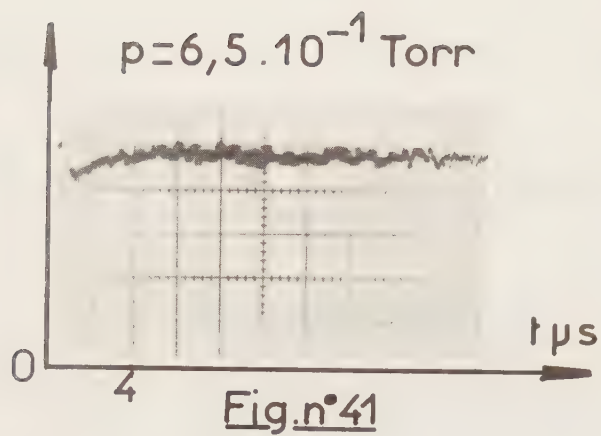


Fig. n° 40



Variation de l'interférogramme de la bouffée de plasma N° 2 en fonction de la pression

D'après ces photographies, on peut dire qu'il y a effectivement coupure du faisceau laser. Le temps de montée relativement bref du signal observé après interférométrie s'explique par le grand nombre d'aller la lumière dans la cavité. Le temps très long (8 à 10 ms) pendant lequel la lumière est coupée s'explique par la présence d'un nuage de vapeur d'aluminium qui la réfléchit. Cette vapeur se produit pendant le temps de propagation du front de chaleur dans la cible. Aucune mesure n'est donc possible tant que ce nuage est présent et, quand il a disparu, le plasma s'est recombinaé depuis longtemps.

3.3.3.2 - Pression variable :

Nous avons ensuite fait varier la pression dans l'enceinte qui contient la cible. Les interférogrammes observés figurent sur le tableau N° 9.

Pour une pression inférieure à 5 Torr, on ne voit apparaître aucune frange. Au fur et à mesure que la pression monte, les franges se multiplient et, à la pression atmosphérique, elles sont masquées par le nuage d'aluminium. A une pression de 48 Torr, on peut compter au moins 80 franges.

Ces résultats s'expliquent par une diffusion rapide des particules aux basses pressions. Elles ne sont plus freinées par les particules neutres.

3.4 - Interprétation des résultats :

3.4.1 - Bouffée de plasma N° 1 :

Pour essayer de déduire une valeur de la densité électronique des résultats observés, il faut pouvoir estimer la longueur de plasma traversée. Nous avons pu, en déplaçant le laser à gaz parallèlement à la cible, avoir une idée très grossière de son épaisseur. Nous l'avons trouvée égale à 3 mm. Cette estimation a été vérifiée par d'autres méthodes (convertisseur d'images).

A la pression atmosphérique, nous trouvons à $1,15 \mu$ une densité électronique égale à (3 franges) :

$$\underline{N_e = 10^{18} \text{ e/cm}^3}$$

et sur $6328 \text{ \AA}$ une densité égale à (2 franges) .

$$\underline{N_e = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^3}.$$

Ces deux valeurs sont égales à 15 % près, ce qui rentre dans le cadre des erreurs faites sur la mesure.

A une pression inférieure, on n'observe plus de franges et nous pouvons simplement donner la valeur limite de la densité :

$$\underline{N_e < 3 \cdot 10^{17} \text{ e/cm}^3}.$$

3.4.2 - Bouffée de plasma N° 2 :

L'interprétation des résultats observés est rendue très délicate par le fait que la longueur de plasma traversé est plus difficilement estimable en raison de la diffusion des particules. D'après des mesures faites à l'aide de sondes, il semble que, dans le vide, on puisse prendre une longueur égale à 10 mm.

A une pression de 5 Torr, on trouve alors une densité (1 frange) :

$$\underline{N_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ e/cm}^3}.$$

A une pression de 48 Torr (80 franges) :

$$\underline{N_e = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^3}.$$

Pour des pressions supérieures, on peut simplement dire que

$$N_e > 2,4 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^3.$$

En conclusion, on peut dire que les mesures interférométriques sur les bouffées de plasma sont assez grossières et ne permettent que d'avoir un ordre de grandeur de la densité électronique. Le phénomène le plus gênant est la présence de particules métalliques froides qui réfléchissent le faisceau laser. Ce phénomène est moins gênant dans le cas de la bouffée N° 1 car, le faisceau laser étant moins puissant, l'élévation de température de la cible est moins brutale et le plasma métallique froid dû à la propagation du front de chaleur a lieu après l'expansion du plasma obtenu au foyer du faisceau de lumière. Par contre, dans le vide, la diffusion est telle que la densité des particules métalliques froides est suffisamment basse pour que la lumière ne soit plus réfléchiée. On peut alors observer des franges d'interférence dues à des variations de densité électronique mais, pour obtenir une précision suffisante, il faudrait connaître exactement la longueur du plasma. Seules des mesures soigneuses à l'aide de sondes électrostatiques permettraient de la connaître et il faut faire les mesures pour chaque pression.

Cependant, cette méthode interférométrique nous a permis de mesurer des densités électroniques très élevées : $2,5 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^3$. Il nous semble difficile de pouvoir mesurer des densités plus élevées, car le nombre de franges serait alors trop grand et la mesure serait difficile.

CHAPITRE VI

DIFFUSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PAR UN PLASMA : EXPERIMENTATION

1 - Phénomènes parasites :

Le dispositif expérimental d'étude de la diffusion de la lumière par un plasma doit être conçu de manière à réduire le plus possible l'effet d'un certain nombre de phénomènes parasites très gênants :

- lumière parasite émise par le laser dans des directions autres que celle du faisceau principal ;
- lumière diffusée par les hublots lors du passage du faisceau laser et réfléchi par les parois ;
- lumière émise par le plasma à la longueur d'onde d'observation ;
- perturbation du fonctionnement des détecteurs, tel qu'un photo-multiplicateur, par des champs électromagnétiques extérieurs.

En effet, la puissance diffusée par le plasma est de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-14} fois la puissance incidente et la moindre lumière parasite risque de masquer le phénomène que l'on désire étudier. Or, l'intensité du faisceau de lumière en dehors de l'axe principal peut atteindre 10^{-6} fois l'intensité de lumière sur l'axe. Usuellement, cette quantité de lumière est négligée, mais ici nous ne pouvons le faire. Cette lumière peut être éliminée par un iris de diamètre convenable. Cet iris fixe les dimensions géométriques du faisceau, mais, en même temps, les bords de cet iris vont constituer une importante source de diffusion. Pour l'éliminer, il faut si cela est possible recouvrir les parois de peinture noire et il faut, d'autre part, disposer un certain nombre d'iris de diamètre plus important et situés de telle manière qu'ils projettent une zone d'ombre sur la fenêtre d'observation.

Quant à la lumière parasite diffusée par les éventuels hublots d'entrée et de sortie, elle est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la lumière diffusée par le plasma. A moins de travailler à la pression atmosphérique, ou bien d'inclure le laser dans la chambre à vide, il faut soigneusement s'en protéger. Il faut tout d'abord situer ces hublots le plus loin possible de la zone d'observation. Ensuite, pour éliminer la lumière parasite, il faut peindre les parois en noir et, pour réduire davantage l'effet de réflexion sur ces parois, nous avons disposé, partout où cela était possible, une membrane métallique ondulée souple (tombac) enduite elle-même d'un revêtement noir mat. Cette membrane constitue un excellent absorbant de lumière. Les iris décrits plus haut permettent eux aussi de réduire cette lumière.

D'autre part, si le tube à décharge est en verre, la lumière parasite qui se propage à l'intérieur des parois en se réfléchissant sur la paroi externe est très gênante. On peut évidemment donner au tube à décharge le diamètre le plus grand compatible avec les conditions de production du plasma. Il faudrait pouvoir peindre le tube en noir intérieurement, mais cela risque d'introduire des impuretés gênantes dans le plasma aussi, en le peignant extérieurement, on élimine au moins la lumière parasite qui se réfléchit sur la paroi externe.

La quantité de lumière émise par le plasma est, d'autre part, très importante par rapport à la quantité de lumière diffusée par le plasma. Cette lumière provient d'une part des raies d'excitation du gaz,

éventuellement élargies (effet Doppler, effet Stark, etc...) et, d'autre part, du fond continu résultant du freinage des électrons par les ions (Bremsstrahlung). Il est évidemment très difficile de réduire cette quantité de lumière parasite, puisqu'elle est propre au plasma étudié. Les seules précautions que l'on puisse prendre sont relatives à la pureté de gaz utilisé et à la propreté des parois du tube à décharge. Il faut plutôt essayer de réduire cet effet au niveau de la détection. Pour cela, on peut jouer sur la polarisation du faisceau laser et tenir compte du fait que cette lumière parasite, issue du plasma, n'est pas polarisée alors que la lumière diffusée l'est. Malheureusement, les lasers dont nous avons pu disposer n'étaient pas bien polarisés. Nous avons alors préféré mettre à la sortie du détecteur un filtre électrique passe haut : en effet, les temps de montée de l'impulsion laser et de l'impulsion de lumière due au plasma ont des ordres de grandeur différents et l'on peut ainsi diminuer le niveau des signaux de fréquence moins élevée qui correspondent à la lumière issue du plasma.

Les parasites électromagnétiques peuvent s'éliminer par les méthodes classiques de blindage des sources de parasites. Il faut cependant faire très attention aux champs magnétiques qui peuvent être induits au niveau du détecteur car ils sont susceptibles de déformer la trajectoire des électrons dans le photo-multiplieur et de perturber complètement les résultats. Pour éviter cela, il faut blinder le détecteur avec des matériaux magnétiques (fer doux, mumetal, etc...) et l'éloigner le plus possible du plasma, ceci à l'aide d'une série de miroirs et de lentilles.

Toutes ces sources parasites sont très intenses et il faut absolument en réduire les effets si l'on veut que le phénomène de diffusion par un plasma ne soit masqué par les parasites.

2 - Plasmas utilisés

Nous avons expérimenté sur les trois types de plasma que nous avions à notre disposition. Malheureusement, les expérimentations réalisées sur la torche haute fréquence et sur les bouffées de plasma ont été infructueuses. Nous n'avons pu, dans les deux cas, suffisamment éliminer les parasites lumineux.

Dans le cas de la torche haute fréquence, les parasites provenaient, d'une part, de la diffusion du faisceau laser sur l'air ambiant, et, d'autre part, de la réflexion sur l'enveloppe en quartz qui entoure le dard de plasma, enveloppe qu'on ne peut peindre en noir. La partie du dard qui se trouve à l'extérieur de l'enveloppe n'étant pas assez longue, nous n'avons pu suffisamment réduire le niveau des parasites. Comme la température de cette torche est relativement basse (1 eV), l'élargissement escompté de la raie laser était trop faible ($15 \text{ \AA}$ à mi-hauteur environ) et tout phénomène de diffusion était masqué par l'importance des parasites.

Dans le cas des bouffées de plasma, le problème des signaux parasites était encore plus difficile. En effet, la bouffée de plasma produite à la pression atmosphérique est accompagnée de particules métalliques chaudes qui sont susceptibles de réfléchir une quantité de lumière beaucoup plus grande que la lumière diffusée par le plasma. Si l'on travaille avec une bouffée de plasma se propageant dans une enceinte vidée, la densité des particules ionisées n'est plus assez importante pour que la diffusion soit visible. En effet, il reste toujours la lumière parasite réfléchie par la pastille d'aluminium, lumière qu'on ne peut éviter.

L'expérience que nous allons décrire maintenant est celle qui a été réalisée avec une compression azimutale.

3 - Dispositif expérimental

3.1 - Les sources de lumière :

Nous disposons de deux lasers qui diffèrent essentiellement par leur puissance de sortie. Ce sont tous deux des lasers à rubis déclenchés qui émettent sur $6943 \text{ \AA}$ de longueur d'onde. Le premier laser (laser N° 1) comporte un seul rubis qui est déclenché par une cellule à effet Kerr. Le rubis est de faible diamètre (quelques millimètres) et sa longueur est de 8 cm. L'énergie lumineuse dans le faisceau n'est pas très importante : environ 30 millijoules. La largeur de l'impulsion étant de 40 ns à mi-hauteur, la puissance émise est de l'ordre de 0,75 Mégawatt. La longueur relativement grande (environ 30 cm) de la cavité de résonance du laser permet d'obtenir une ouverture optique du faisceau assez faible.

Le deuxième laser (laser N° 2) est plus puissant. Il comporte deux rubis, l'un jouant le rôle d'oscillateur, l'autre d'amplificateur. Les rubis sont plus gros : 1 cm de diamètre. Ce laser est déclenché par un verre non linéaire qui a la propriété de ne laisser passer la lumière qu'au delà d'un certain seuil d'énergie et joue ainsi le rôle d'un obturateur optique. On trouve alors dans le faisceau une énergie de l'ordre du joule. La largeur de l'impulsion étant également de 40 ns à mi-hauteur, la puissance émise est de l'ordre de 25 MW.

3.2 - Montage expérimental :

L'alignement du laser avec le reste du montage est très critique. Il faut que les axes optiques et géométriques soient parfaitement confondus.

L'ensemble du montage expérimental se trouve sur les figures 22 et 23 (page 80).

3.2.1 - Iris N° 1 :

L'iris N° 1 sert à fixer les dimensions géométriques du faisceau laser. Son diamètre est de 5 mm.

3.2.2 - Lentille N° 1 :

Nous ne nous sommes servis de cette lentille (50 cm de distance focale, 8 cm de diamètre) que pour l'utilisation du laser N° 2. Son but n'est pas de focaliser le faisceau laser au centre du tube à décharge, ce qui pourrait perturber le plasma, mais de réduire la divergence du faisceau. Son rôle est de fournir l'image de l'iris N° 1 au centre du tube. Sans cette lentille, le faisceau aurait un diamètre de 20 mm dans la zone d'observation, ce qui aurait des effets parasites prohibitifs. Nous n'avons pas eu besoin de cette lentille pour le laser N° 1 car celui-ci diverge très peu en raison de la grande longueur de sa cavité résonante.

3.2.3 - Hublot d'entrée et iris N° 2 :

Le hublot d'entrée qui est en quartz poli constitue une source de diffusion très importante. Il ne faut pas que cette lumière parasite puisse atteindre directement le tube d'observation. Le rôle de l'iris N° 2 est de projeter une zone d'ombre sur ce tube. La lumière parasite devra, pour l'atteindre, effectuer au moins une réflexion sur les parois peintes en noir, ce qui l'atténuera considérablement.

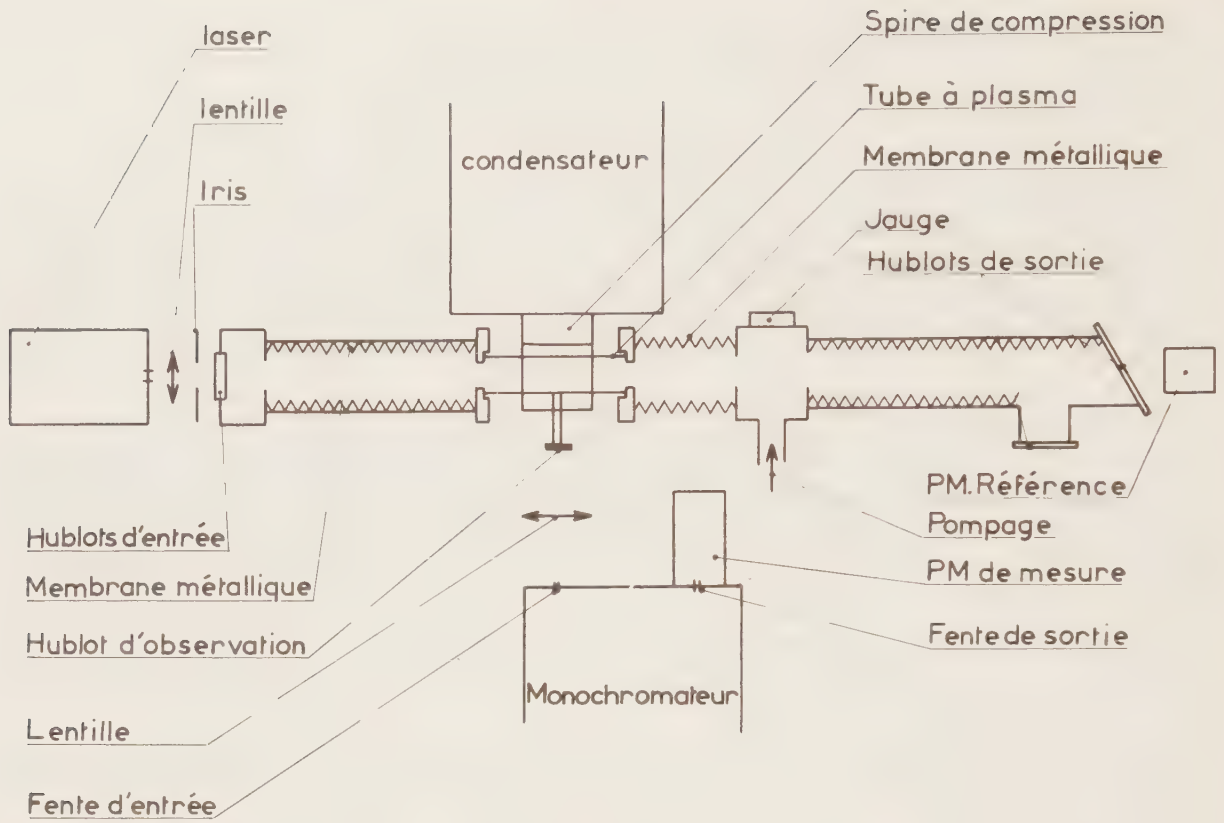


figure 22

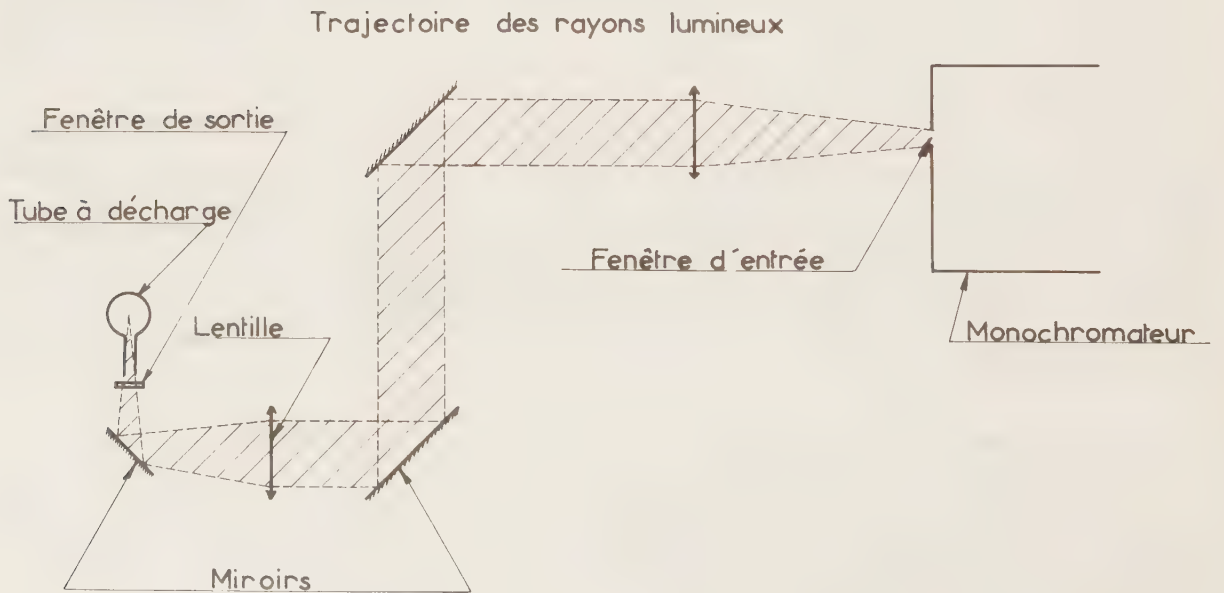


figure 23

3.2.4 - Tube N° 1 et iris N° 3 :

Ce tube de cinquante centimètres de long sert d'atténuateur pour la lumière parasite. Il est entièrement peint en noir et recouvert de tombac. L'iris N° 3, d'un diamètre plus grand que l'iris N° 2, joue le rôle d'écran pour les rayons lumineux diffusés par les bords de l'iris N° 2

3.2.5 - Tube à décharge :

C'est un tube en pyrex de 15 cm de long et de 22 mm de diamètre intérieur. Un tube d'observation est situé en son milieu : il a 5 mm de diamètre et 7 cm de long et il est orienté à 90° par rapport au tube à décharge. Cet angle déterminera la direction d'observation de la lumière diffusée par le plasma. Le hublot d'observation est fixé sur ce tube à l'aide d'une colle noire opaque, susceptible d'absorber les rayons lumineux parasites qui pourraient se propager dans le verre. Tout ce tube est également peint en noir extérieurement.

3.2.6 - Tube N° 2 et bloc de pompage :

Le tube N° 2 est une simple membrane métallique souple peinte en noir qui sert de transition entre le tube à décharge et le bloc de pompage. Celui-ci, peint en noir intérieurement, est un bloc cubique ayant six orifices. Sur ce bloc, viennent se greffer une sortie vers la pompe, une jauge à vide et une fuite de gaz réglable. Le système de pompage permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr.

3.2.7 - Iris N° 4 et tube N° 3 :

L'iris N° 4 sert à projeter une zone d'ombre sur le tube d'observation pour les rayons lumineux parasites dus à la diffusion du faisceau laser sur le hublot de sortie. Le tube N° 3 sert d'absorbant et de liaison entre le bloc de pompage et le hublot de sortie. Celui-ci fait environ un angle de Brewster par rapport à la direction principale du faisceau. Ceci a pour but d'éviter que la lumière réfléchi par ce hublot (lumière dont l'intensité est très importante) ne retourne dans le tube à décharge. On fait sortir cette lumière par un autre hublot placé parallèlement à la direction principale. Tout cet ensemble, sauf les hublots, est peint en noir mat.

3.2.8 - Dispositif optique :

Un miroir, placé à 5 cm sous la fenêtre de sortie, recueille la lumière issue du tube à décharge. Une lentille de 15 cm de distance focale dont le foyer est au centre du tube renvoie un faisceau de lumière parallèle. Celui-ci est réfléchi par un système de deux miroirs sur une deuxième lentille, dont la distance focale est de 75 cm. Celle-ci concentre le faisceau sur la fente d'entrée du monochromateur qu'on peut ainsi placer à deux mètres du tube à décharge. On dispose devant la dernière lentille un écran de fer doux de 1 cm d'épaisseur.

3.2.9 - Monochromateur :

C'est un monochromateur à réseau de type usuel. La fente d'entrée mesure 1 cm de haut. La distance entre celle-ci et le réseau est d'environ 75 cm. On peut orienter le réseau à l'aide d'une vis micrométrique graduée. La dispersion du monochromateur est de $20 \text{ \AA}$ par mm, sur la fente de sortie, pour les longueurs d'onde qui nous intéressent.

3.2.10 - Photo-multiplicateur :

Nous avons disposé sur la fente de sortie du monochromateur un photo-multiplicateur de type XP 1002. Il est muni d'une cathode tri-alkaline (type S 20) qui possède un rendement quantique satisfaisant ($\simeq 10\%$) pour la longueur d'onde du laser ($6943 \text{ \AA}$). La photo-cathode a une sensibilité de $152 \mu\text{A/lumen}$. La sensibilité anodique est de 60 A/lumen pour une haute tension de 1460 V et de 550 A/lumen pour 1800 V . Le courant d'obscurité est de $6 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ à 1460 V . Sur les trois derniers étages du pont d'alimentation, nous avons placé des circuits RC en parallèle (50Ω , $0,1 \mu\text{F}$), ceci pour deux raisons :

- les capacités permettent d'éviter une saturation du photo-multiplicateur pour des courants élevés, ce qui améliore ainsi sa linéarité ;

- les résistances en série avec ces capacités permettent d'atténuer d'éventuelles oscillations parasites qui peuvent se produire dans la boucle résistance-capacité de l'espace inter-dynode. Les parasites électromagnétiques à haute fréquence sont ainsi éliminés.

Le photo-multiplicateur est d'autre part muni d'un blindage en mumétal.

Juste à la sortie de l'anode, nous avons placé un amplificateur à transistors (figure N° 24, page 83) dont le but est triple : assurer une adaptation d'impédance entre la sortie du photo-multiplicateur et le câble de liaison avec l'oscilloscope, atténuer les signaux de fréquence relativement basse, amplifier le signal laser. C'est un amplificateur à résistance, à deux étages. L'impédance d'entrée est de $1 \text{ k}\Omega$, l'impédance de sortie de 50Ω . Les transistors de type 2N 706 ont une bande passante de 70 MHz . La contre-réaction permet de régler le gain. D'après les mesures que nous avons faites, cet amplificateur permet d'apporter un gain de 10, avec une bande passante qui s'étend de 10 à 60 MHz ($\pm 3 \text{ dB}$). Il faut y ajouter un gain de 20 résultant du changement d'impédances. Cet amplificateur se sature malheureusement pour des signaux trop importants (300 mV).

4 - Résultats expérimentaux :

Nous avons réalisé deux séries de mesures, l'une avec le laser N° 1 ($0,75 \text{ MW}$), l'autre avec le laser N° 2 (25 MW). Le plasma étudié est celui qui est produit par compression azimutale où la haute tension de charge du condensateur est égale à 17 kV . Le gaz utilisé est de l'hydrogène, de manière que la lumière émise par le plasma soit la moins intense possible. La pression au moment de la compression est de 2 Torr .

Avec le laser N° 1, nous n'avons pu voir de signal diffusé que sur la fréquence centrale. Sur les bandes latérales, le signal diffusé était masqué par la lumière parasite issue du plasma. Avec le laser N° 2, nous n'avons, au contraire, pu voir de signal diffusé que sur les bandes latérales. Sur la fréquence centrale, la lumière parasite issue du laser était trop importante pour que l'on puisse discerner le signal diffusé. En conséquence, il nous a fallu comparer les deux types de laser afin de pouvoir tracer la courbe qui représente le spectre de la lumière diffusée. Nous avons donc fait une mesure de diffusion qui puisse être commune aux deux lasers. Nous avons choisi de mesurer la quantité de lumière diffusée par un gaz neutre. Cette expérience présente plusieurs avantages. D'une part, elle permet de tester le montage expérimental décrit plus haut. Elle permet, de plus, par comparaison entre la section efficace de diffusion par un gaz neutre et la section efficace de diffusion par un électron, d'éviter les mesures délicates de détermination des facteurs géométriques et de sensibilité absolue des moyens de détection. Elle permet, enfin, de comparer les signaux diffusés par chacun des lasers. Nous pouvons en effet prendre comme base le signal parasite dû à chaque laser. Celui-ci, à puissance constante, est caractéristique de chacun des lasers. En appelant α_1 et α_2 les rapports entre signal diffusé par un gaz neutre et

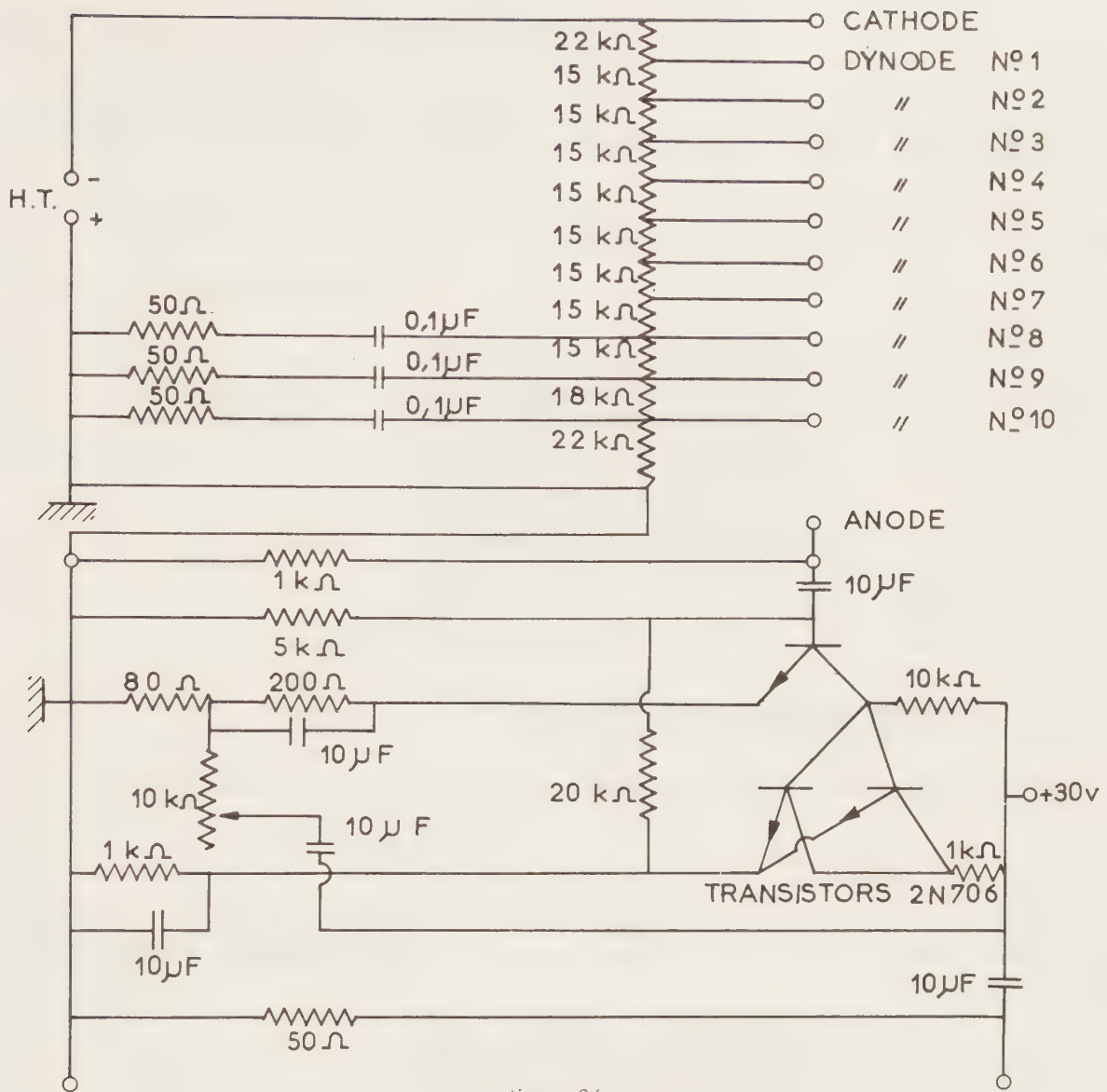


figure 24

signal parasite pour chacun des deux lasers et β_1 , β_2 les mêmes rapports en ce qui concerne le signal diffusé par le plasma, nous aurons, si le montage expérimental est le même :

$$\frac{\beta_1}{\alpha_1} = \frac{\beta_2}{\alpha_2}$$

La connaissance de trois de ces rapports permet aisément de déterminer le quatrième. Les mesures que nous avons faites permettent d'obtenir α_1 , α_2 et β_1 . Les mesures faites avec le laser N° 2 nous permettront alors de tracer la courbe de diffusion de la lumière par un plasma en fonction de la fréquence.

4.1 - Présentation des résultats :

L'intensité du faisceau laser n'étant pas constante d'un coup à l'autre, il nous faut pouvoir comparer l'intensité du signal recueilli par le monochromateur à l'intensité du signal incident. Pour cela, nous

avons placé derrière le tube n° 3 un photo-multiplicateur de référence. Il est du même type que le photo-multiplicateur de détection. Il est muni d'un atténuateur et d'un filtre optique passe bande de $20 \text{ \AA}$ de large centré sur $6943 \text{ \AA}$. Nous n'utiliserons donc que le rapport des tensions de chaque photo-multiplicateur, rapport qui représente dans un système d'unités arbitraires l'intensité du signal diffusé par unité d'intensité incidente. Nous n'aurons pas besoin de précisions supplémentaires sur ces unités.

Nous comparerons donc le rapport entre signal lu à la sortie du photo-multiplicateur de détection (P.M. N° 1) et du photo-multiplicateur de référence (P.M. N° 2) dans les deux cas suivants :

a) avec un vide de 10^{-3} Torr dans l'enceinte, pour lequel il n'y a ni diffusion par gaz neutre, ni production de plasma ;

b) dans les conditions normales d'expérimentation, c'est-à-dire soit avec l'enceinte remplie de gaz neutre à la pression atmosphérique, soit sous une pression de 2 Torr avec une décharge du condensateur.

En appelant a et b ces deux rapports, nous définirons l'augmentation de signal dû à la diffusion comme étant le rapport :

$$\frac{b - a}{a}$$

Plus ce rapport est élevé, plus l'intensité du signal diffusé est grande.

4.2 - Diffusion de la lumière par un gaz neutre :

Nous avons travaillé avec de l'argon. Nous avons fait très attention à la propreté du gaz.

4.2.1 - Laser N° 1 (0,75 MW) :

Les résultats sont représentés sur le tableau N° 10. A une pression de 10^{-3} Torr, le rapport moyen entre le signal lu à la sortie du P.M. N° 1 (monochromateur) et celui lu à la sortie du P.M. N° 2 (référence) est de :

$$\underline{1,01.}$$

Dans une atmosphère d'argon à la pression atmosphérique, il est de :

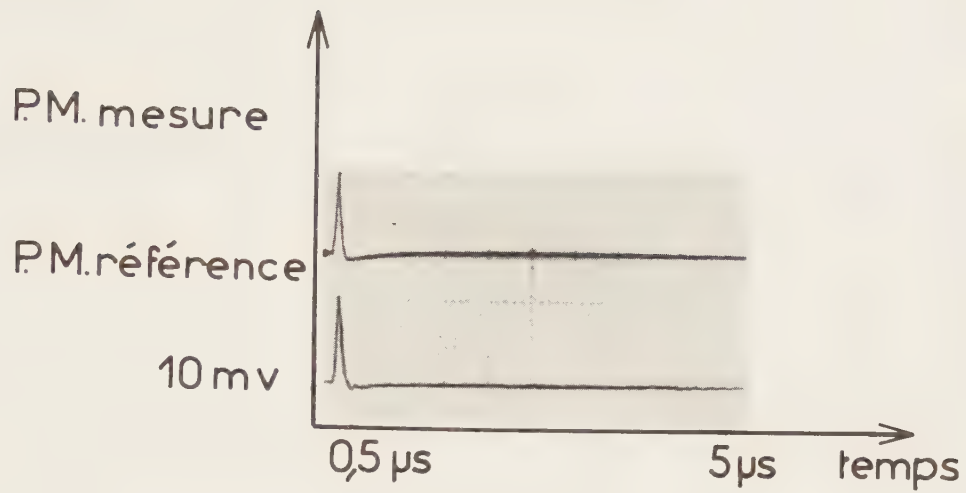
$$\underline{1,61.}$$

L'augmentation de signal dû à la présence d'argon est de :

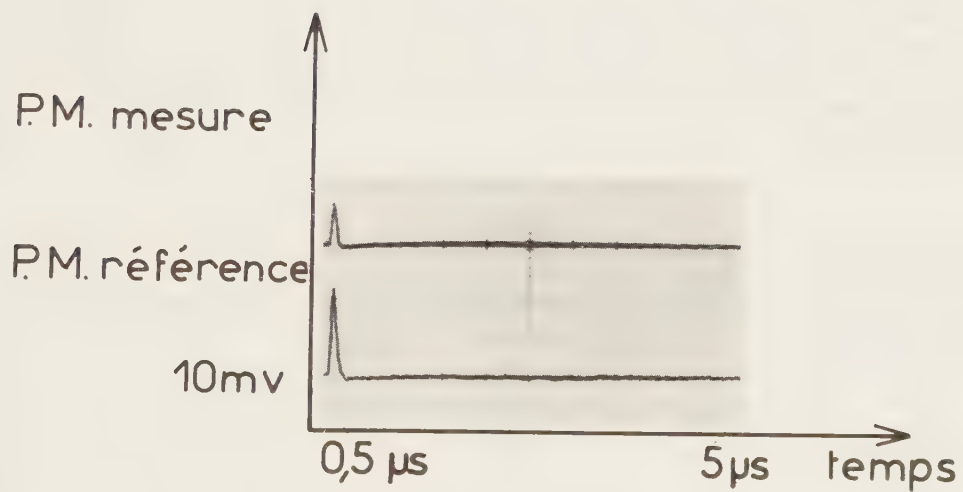
$$\underline{60 \%}$$

L'écart qui existe entre les mesures faites dans les mêmes conditions peut être dû soit à l'imprécision de la mesure, soit au fait que le signal laser change légèrement de forme et de structure d'un coup à l'autre, ce qui se traduit par une variation de niveau de la lumière parasite. Cependant, des séries de mesures analogues ont montré une augmentation similaire à 5 % près.

Nous avons d'autre part refait ces mesures avec de l'air à la pression atmosphérique, de manière à être sûrs que l'augmentation de signal que nous avons vue n'était pas due à la présence de poussières ou d'aérosols. Nous avons constaté une augmentation de 65 %, ce qui est parfaitement compatible avec la valeur des sections efficaces de diffusion de Rayleigh relatives à ces deux gaz.



Pression atmosphérique



Pression : 10^{-2} Torr

figure 25 - Diffusion du faisceau laser par de l'argon

4.2.2 - Laser N° 2 (25 MW) :

Les mesures ont été plus difficiles en raison de la dimension plus grande du faisceau laser. Nous ne pouvions d'autre part augmenter le diamètre du tube à décharge car cela aurait conduit à compliquer considérablement le mécanisme de production du plasma. Les résultats obtenus figurent sur le tableau N° 11. Dans un vide de 10^{-3} Torr, le rapport moyen entre la tension P.M. N° 1 (mesure) et la tension P.M. N° 2 (référence) est de :

$$\underline{1,17}.$$

Sous une pression atmosphérique d'argon, il est de :

$$\underline{1,38}.$$

L'augmentation de signal dû à la présence d'argon est de :

$$\underline{18 \%}.$$

Cette augmentation, plus faible que dans le cas précédent, résulte du fait que le diamètre du faisceau laser est plus grand.

Dans toutes ces mesures, il faut faire très attention à ce que les photo-multiplieurs ne soient pas saturés.

4.3 - Diffusion de la lumière par un plasma (laser N° 1) :

Il a fallu tout d'abord synchroniser les instants de déclenchement du laser et du condensateur. Nous avons réglé le retard entre les deux portes de commande. La commande électronique du laser se fait sur le thyatron qui permet de décharger les condensateurs du flash laser. L'apparition du faisceau laser étant commandée par l'ouverture de la cellule à effet Kerr, l'instant d'ouverture est fixé avec précision et les seules incertitudes dont il faille tenir compte sont dues au déclenchement du thyatron et à l'igniteur de commande du condensateur. Celles-ci sont de l'ordre de 5 μ s.

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR L'ARGON LASER N° 1

	P.M. N° 1	P.M. N° 2	$\frac{\text{P.M. N° 1}}{\text{P.M. N° 2}}$
PRESSION ATMOSPHERIQUE	18,1	9,9	1,82
	18,5	11,6	1,59
	9,2	6,2	1,49
	9,9	6,2	1,59
	13,2	8,5	1,54
	18	10,5	1,72
10^{-3} Torr	6	6,2	0,97
	12,75	11	1,15
	12	11	1,05
	12	10,8	1,01
	5	5,6	0,90

Tableau N° 10

LUMIERE DIFFUSEE PAR L'ARGON
LASER N° 2

	P.M. N° 1	P.M. N° 2	$\frac{\text{P.M. N° 1}}{\text{P.M. N° 2}}$
PRESSION ATMOSPHERIQUE	14,1	10,5	1,35
	16,5	11,5	1,44
	14,7	11,3	1,30
	16,6	12,2	1,36
	14,6	10,1	1,45
10^{-3} Torr	11,4	10,8	1,06
	11,4	10	1,14
	7,9	6,7	1,18
	13	10,6	1,22
	9,4	7,5	1,25

Tableau N° 11

Au cours d'expériences préliminaires, nous avons choisi l'instant le plus favorable pour l'observation d'un signal diffusé. La période de compression présente beaucoup d'inconvénients : le plasma est alors très turbulent et il peut se produire des gradients de densité de gaz neutre suffisamment importants pour diffuser de la lumière. D'autre part, les parasites électromagnétiques résultant de la décharge du condensateur présentent, sur l'oscilloscope, un aspect qui risque de les faire confondre avec l'impulsion laser. Il y a aussi le fait que les impulsions de lumière parasite, produites par le plasma pendant cette période, ont des temps de montée trop courts pour être atténuées par le filtre électrique situé à la sortie du photo-multiplicateur. Il faut également tenir compte du fait que la période de compression est relativement courte (une à deux microsecondes) et que, par suite, l'incertitude sur l'instant du déclenchement rend les mesures difficiles.

En conséquence, la période de déionisation qui ne présente pas de tels inconvénients semble être plus adaptée aux mesures de diffusion. Pendant cette période, le plasma est, en outre, plus reproductible. Nous nous sommes placés le plus près possible du début de la déionisation de manière à bénéficier de densités et de températures électroniques plus élevées, et de telle sorte que les parasites électromagnétiques et la lumière parasite soient complètement atténués. Nous avons donc effectué l'observation de la lumière diffusée 20 μ s après le début de la décharge (c'est un temps moyen compte tenu de l'incertitude sur l'instant de déclenchement).

Nous comparons les signaux à la sortie des photo-multiplicateurs N° 1 et 2 d'une part, en faisant une compression à une pression de 10^{-3} Torr, d'autre part, en faisant une compression à une pression de 2 Torr. Dans le premier cas, il n'y a pas d'ionisation et le seul phénomène parasite que nous introduisons dans le deuxième cas par rapport au premier concerne la lumière parasite issue du plasma, lumière qu'il est facile de distinguer de la lumière laser.

Comme ni le faisceau laser, ni le plasma ne sont très reproductibles d'une expérience à l'autre, nous n'avons dû prendre en considération que les moyennes obtenues sur un grand nombre de coups (20 à 30 environ).

En raison de l'importance relative de la lumière parasite issue du plasma et de la lumière diffusée par le plasma, nous n'avons pu, comme nous l'avons dit plus haut, mettre le monochromateur que sur la position correspondant à $6943 \pm 10 \text{ \AA}$. Les signaux ont l'allure de ceux représentés sur la figure 26, page 89. Les résultats obtenus figurent sur le tableau N° 12. Nous avons fait la moyenne des rapports obtenus sur un certain nombre d'expériences, ces expériences étant étalées sur plusieurs jours.

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 1 $6943 \text{ \AA}$

p = 2 Torr			p = 10^{-3} Torr		
P.M. N° 2	P.M. N° 1	$\frac{\text{P.M. N° 1}}{\text{P.M. N° 2}}$	P.M. N° 2	P.M. N° 1	$\frac{\text{P.M. N° 1}}{\text{P.M. N° 2}}$
12,1	9,4	1,28	4,6	5,4	0,85
10,5	9	1,17	9	8,2	1,10
8,5	6,5	1,31	6,5	6,4	1,06
8	6,5	1,23	3,3	3,5	0,94
7	6,5	1,08	8,9	7,5	1,10
8	6,7	1,19	7,6	7,5	1,02
5,6	5,2	1,08	7,3	6,6	1,10
6	5	1,20	7	6	1,16
10	8,1	1,23	5,6	5	1,12
6	4,5	1,33	9,4	8,3	1,13
9,5	8,6	1,10	5,5	6,5	0,84
7	6,5	1,08	6,5	6	1,08
3	2,6	1,15	6,5	6,1	1,06
5,2	4,3	1,21	5,6	5,5	1,02
8,2	7,1	1,15	5,8	5	1,16
6	5	1,20	11,5	10,5	1,09
7,5	6	1,25	3,5	3,5	1
4,3	4	1,08	5,6	5,5	1,02
			4,9	5,2	0,94
			4,8	5,5	0,87
			6,1	5,5	1,10
			10,4	10	1,04
			5,5	7	0,78
			6,2	6	1,03
			7,9	9,2	0,86
			6,6	7	0,94

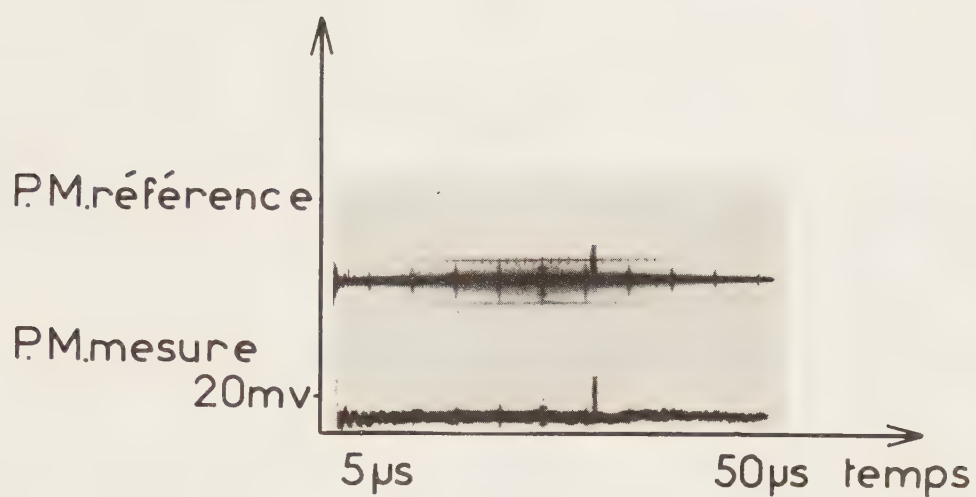
Tableau N° 12

Dans un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne obtenue sur 26 résultats est de :

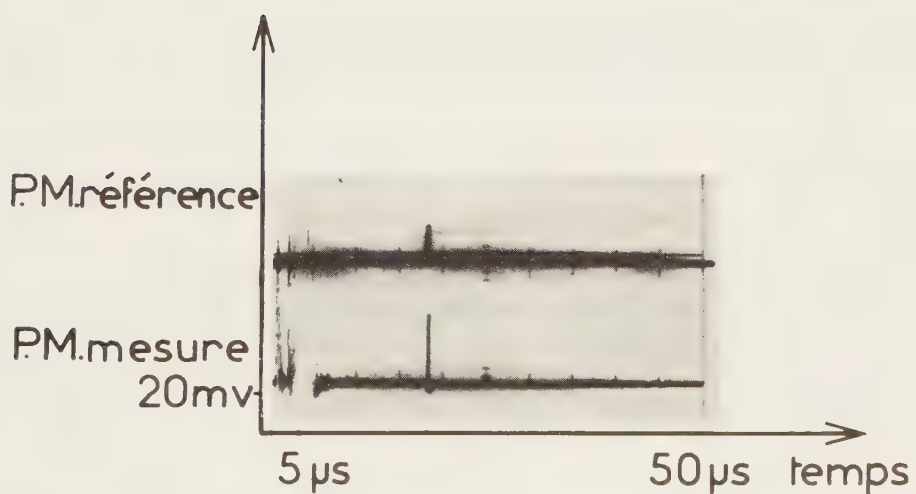
1,02.

A une pression de 2 Torr, la moyenne obtenue sur 18 résultats est de :

1,18



Sans plasma
pression : 10^{-3} Torr



Avec plasma
pression : 2 Torr

figure 26 - Diffusion du faisceau laser par le plasma

Ceci traduit une augmentation de signal due à la présence de plasma de :

$$\frac{16}{100} \%$$

Au cours de différentes expériences, cette augmentation a varié de 14 à 18 %.

4.4 - Diffusion de la lumière par un plasma (laser N° 2) :

La synchronisation est dans ce cas plus difficile. En effet, pour le laser N° 2, le phénomène laser est déclenché par un verre non linéaire et le seuil d'ouverture de celui-ci n'est pas parfaitement constant. Pour réduire l'incertitude qui résulte de ce fait, il faut prendre un certain nombre de précautions : température environnante constante, cadence de répétition constante, etc... Finalement, l'incertitude sur la synchronisation entre laser et condensateur est de l'ordre de 40 μ s. Pour se trouver dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, il faudra une certaine probabilité.

L'intensité du faisceau laser étant maintenant nettement plus élevée, nous avons pu mettre le monochromateur sur différentes positions autour de la fréquence centrale.

4.4.1 - Sensibilité du photo-multiplicateur N° 1 en fonction de la haute tension :

Nous avons dû étalonner l'ensemble de détection en fonction de la haute tension appliquée sur le photo-multiplicateur N° 1, de manière à pouvoir comparer les accroissements observés. Pour cela, nous nous sommes placés sur une position fixe du monochromateur. Pour chaque valeur de la haute tension, nous avons déclenché une dizaine de fois le laser et nous avons, comme précédemment, fait la moyenne des rapports entre les signaux observés à la sortie des P.M. N° 1 et 2. Nous sommes partis d'une valeur de 500 V pour la haute tension, et, chaque fois que nous avons augmenté sa valeur, nous avons mis des atténuateurs étalonnés devant la fente d'entrée du monochromateur de manière à retrouver à peu près le même rapport que celui observé sur 500 V. Les résultats obtenus se trouvent sur la figure N° 27, page 91. Nous avons représenté le gain du photo-multiplicateur en fonction de la haute tension, en prenant un gain de 1 à 500 V. Si l'on prend une échelle logarithmique en ordonnée la courbe est linéaire.

4.4.2 - Intensité de la lumière parasite en fonction de la fréquence :

Comme nous comparons la lumière diffusée par le plasma à la lumière parasite émise par le laser, nous devons étudier l'intensité de cette lumière parasite en fonction de la fréquence. Nous prenons comme référence l'intensité recueillie à la fréquence centrale lors d'une décharge sous un vide de 10^{-3} Torr. Nous regardons ensuite, pour chaque position du monochromateur, la nouvelle intensité. Au cours de cette série de mesures, il faut faire attention à ce que l'intensité incidente soit bien constante, ce que nous vérifions à l'aide du photo-multiplicateur N° 2. Les mesures observées se trouvent sur la figure N° 28 où g est le gain relatif du P.M. N° 1 en fonction de la haute tension affichée, a le rapport entre les signaux lus à la sortie du P.M. N° 1 et du P.M. N° 2, p l'intensité relative du signal parasite.

Les valeurs indiquées pour le rapport a sont des moyennes obtenues sur un certain nombre d'expériences, où l'intensité du signal lue à la sortie du P.M. N° 2 ne varie pas de plus de 10 % autour de sa valeur moyenne, valeur qui est constante à chaque position du monochromateur.

Nous pouvons alors tracer la courbe qui résulte des défauts du monochromateur qui n'est pas parfait et du fait que la fenêtre de sortie ait une largeur de 20 Å (figure N° 28, page 91).

Dans les expériences qui suivent, nous avons ramené la valeur moyenne du rapport a (sans plasma) à la valeur trouvée plus haut.

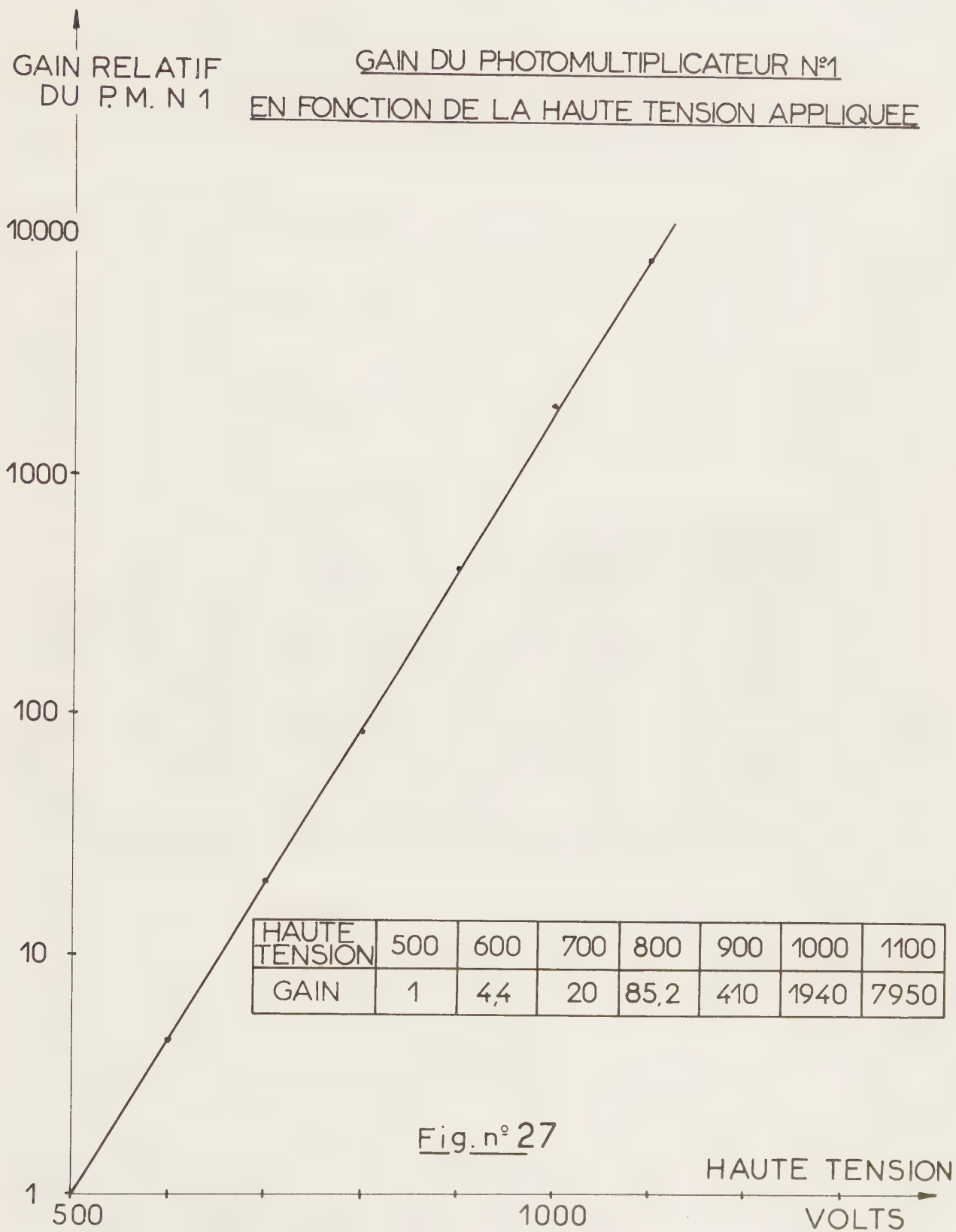


figure 27

INTENSITE DE LA LUMIERE PARASITE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

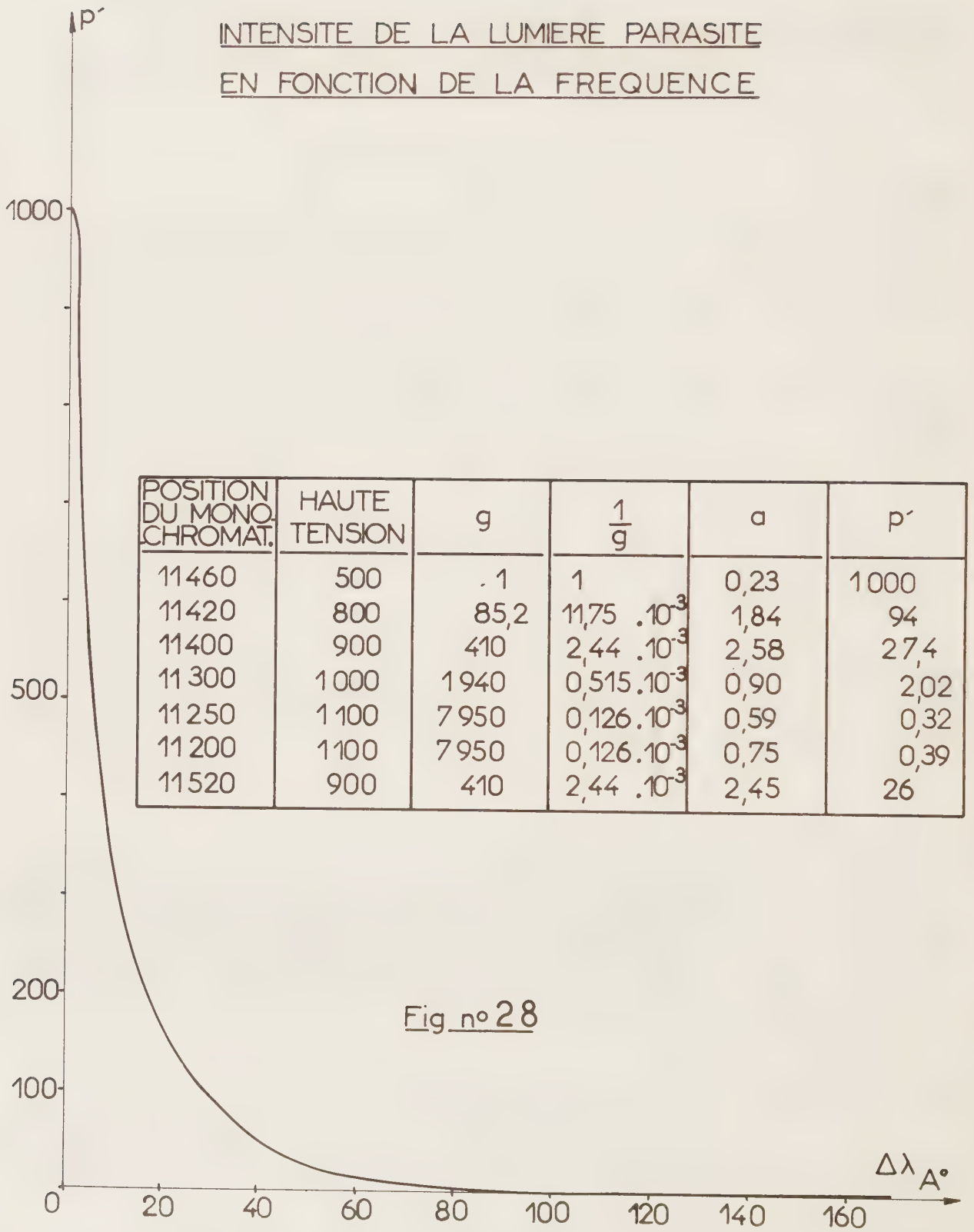


Fig. n° 28

4.4.3 - Position 11460 ($6943 \pm 10 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 500 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 13. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne obtenue sur 7 mesures est de :

$$\underline{0,22.}$$

Sous une pression de 2 Torr, la moyenne sur 7 mesures est de :

$$\underline{0,23.}$$

L'augmentation de signal dû au plasma est de :

$$\underline{4 \%}.$$

Cette augmentation est sans signification réelle, compte tenu de l'imprécision des mesures. Ceci était prévisible en raison de l'augmentation du signal parasite. En effet, d'après les paragraphes 4.2.1, 4.2.2 et 4.3, nous aurions dû trouver :

$$\beta_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \beta_1 = \frac{18}{60} \cdot 16 \sim 5 \%.$$

4.4.4 - Position 11420 ($6968 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta \lambda = 25 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 800 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 14. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne obtenue sur 11 mesures est de :

$$\underline{1,84.}$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 9 mesures est de :

$$\underline{2,52.}$$

L'augmentation de signal due au plasma est de :

$$\underline{37 \%}.$$

4.4.5 - Position 11400 ($6981 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta \lambda = 38 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 900 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 15. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne sur 7 mesures est de :

$$\underline{2,58.}$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 10 mesures est de :

$$\underline{4,01.}$$

L'augmentation de signal due à la présence de plasma est de :

$$\underline{55 \%}.$$

4.4.6 - Position 11300 ($7044 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta \lambda = 101 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 1.000 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 16.

Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne sur 10 mesures est de :

$$\underline{0,90}.$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 12 mesures est de :

$$\underline{1,50}.$$

L'augmentation qui en résulte est de :

$$\underline{77 \%}$$

4.4.7 - Position 11250 ($7076 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 133 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 1.100 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 17. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne sur 6 résultats est de :

$$\underline{0,50}.$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 6 résultats est de :

$$\underline{0,73}.$$

L'augmentation qui en résulte est de :

$$\underline{24 \%}.$$

4.4.8 - Position 11200 ($7108 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 165 \text{ \AA}$) :

La haute tension sur le P.M. N° 1 est de 1.100 V. Les résultats figurent sur le tableau N° 18. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne sur 7 résultats est de :

$$\underline{0,75}.$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 7 résultats est de :

$$\underline{0,82}.$$

L'augmentation qui en résulte est de :

$$\underline{9 \%}.$$

Cette augmentation est faible vis à vis de l'erreur expérimentale. Cependant, par rapport aux autres points de mesure, l'ordre de grandeur de cet accroissement est correct.

Nous avons continué à explorer le spectre jusqu'à 300 Å de la fréquence centrale, mais nous n'avons pu déceler d'accroissement notable du signal.

4.4.9 - Position 11520 ($6905 \pm 10 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 38 \text{ \AA}$) :

Nous avons fait un point de l'autre côté du spectre, de manière à vérifier si la courbe est bien symétrique par rapport à la fréquence centrale. Les résultats figurent sur le tableau N° 19. Avec un vide de 10^{-3} Torr, la moyenne sur 6 résultats est de :

$$\underline{2,45}.$$

A une pression de 2 Torr, la moyenne sur 7 résultats est de :

$$\underline{3,72}.$$

L'augmentation qui en résulte est de :

$$\underline{52 \%}.$$

Nous avons trouvé pour le point à 11.400 (6981 Å) une augmentation de 55 %. Compte tenu des erreurs expérimentales, il semble bien que la courbe soit symétrique.

5 - Interprétation des résultats

5.1 - Spectre du signal diffusé :

Supposons que l'intensité relative de la lumière parasite issue du laser N° 2 soit égale à 1.000. L'intensité de la lumière diffusée par le plasma sur la fréquence centrale se déduit aisément des mesures faites aux paragraphes 4.2.1, 4.2.2 et 4.3 :

- augmentation du signal due à l'argon (laser N° 1) : 60 %
- augmentation du signal due au plasma (laser N° 1) : 16 %
- augmentation du signal due à l'argon (laser N° 2) : 18 %.

L'augmentation du signal due au plasma (laser N° 2) est alors égale à :

$$0,16 \times \frac{0,18}{0,60} = 0,048.$$

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA LASER N° 2 6943 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	$\frac{\text{P.M. N° 1}}{\text{P.M. N° 2}}$
10 ³ Torr	0,7	3,4	0,21
	1,6	7,2	0,22
	1,7	6,9	0,25
	1,90	6,9	0,27
	2	9	0,22
	1,5	8	0,29
	1,8	8,5	0,21
	1,6	8,4	0,19
2 Torr	1,25	5,9	0,21
	1,4	7,2	0,19
	1,5	7,6	0,20
	1,35	4,8	0,28
	1,9	6,9	0,28
	1,6	6,4	0,25

Tableau N° 13

- 14 -

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 6968 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ⁻³ Torr	5,3	3,3	1,60
	7,1	3,8	1,87
	3,7	2	1,85
	8,3	4,6	1,80
	5	2,6	1,91
	8,2	4	2,05
	8	4	2
	6,5	3,5	1,86
	7,9	4,8	1,65
	10,5	5,6	1,83
2 Torr	5,5	2,1	2,62
	11,6	5	2,32
	6,7	2,5	2,68
	9,4	4	2,35
	7	3,6	1,95
	11	4	2,35
	9,3	3,6	2,58
	3	1,3	2,30
	5	2	2,50

Tableau N° 14

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 6981 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ⁻³ Torr	13	6	2,18
	25	11	2,27
	21	7,4	2,85
	22,3	8,4	2,67
	17,2	6,6	2,52
	16,5	5,3	3,12
	13,8	4,5	3,07
2 Torr	23,8	5,5	4,28
	20	6	3,33
	21,8	6,1	3,57
	21,3	4,4	4,84
	11,5	3,4	3,48
	22,8	6,4	3,56
	13,3	3,7	3,59
	30,4	6	5,06
	20,5	5	4,10
	18,2	4,2	4,33

Tableau N° 15

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 7044 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ⁻³ Torr	6,1	6	1,02
	6	7,8	0,77
	5,3	5	1,06
	7,6	8,3	0,92
	2,5	3,4	0,74
	4,4	5,1	0,86
	5,5	6,5	0,85
	3,6	5	0,72
	4,5	4,3	1,05
	4,2	4,2	1
2 Torr	5	3,1	1,61
	10	6,2	1,61
	5,5	3,4	1,62
	6,1	4,3	1,42
	5,4	4,1	1,32
	10	5,3	1,89
	6,6	4,1	1,61
	8	6,2	1,30
	6,2	4,6	1,35
	6,1	3,8	1,61
	8,1	4,4	1,84
	10,2	5,40	1,89

Tableau N° 16

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 7076 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ⁻³ Torr	11,6	16,5	0,70
	5	9,1	0,55
	5,6	11,2	0,50
	9,2	15,3	0,60
	8,5	13,5	0,63
	7,8	13,9	0,56
2 Torr	9,3	12,4	0,75
	7	12	0,58
	8,1	9,5	0,85
	8,5	11,5	0,74
	7,5	10,7	0,70
	8,2	10,4	0,79

Tableau N° 17

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 7108 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ³ Torr	4,6	6,4	0,72
	6,3	7,7	0,82
	5,2	7,7	0,67
	10,6	13,6	0,78
	8,2	13,4	0,61
	5,8	6,5	0,89
	6	8	0,75
2 Torr	10	12,1	0,83
	8,5	10,6	0,89
	6,3	8,5	0,74
	7,1	10,6	0,67
	5,2	6,5	0,80
	6,8	7	0,97
	9	10,7	0,84

Tableau N° 18

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA
LASER N° 2 6905 Å

PRESSION	P.M. N° 1	P.M. N° 2	P.M. N° 1 P.M. N° 2
10 ³ Torr	20,5	10,3	1,99
	12,25	5,1	2,40
	16,5	5,7	2,89
	9,1	3,2	2,84
	11,4	5,6	2,03
	12,25	4,9	2,50
2 Torr	20,8	5,3	3,90
	10,1	2,6	3,88
	8,8	2,6	3,40
	15,4	4	3,85
	13,2	3,2	4,12
	10,1	3	3,37
	12,75	3,6	3,54

Tableau N° 19

L'intensité relative de la lumière diffusée par le plasma est donc égale à :

$$48.$$

Connaissant l'intensité relative de la lumière parasite en fonction de la fréquence, nous pouvons en déduire l'intensité relative de la lumière diffusée par le plasma.

Les résultats sont rassemblés sur la figure N° 29, page 100. Nous avons tracé la courbe qui représente le spectre de fréquence de la lumière diffusée par le plasma. L'élargissement observé :

(à $\frac{i_{\max}}{e}$) est de :

$$39 \text{ \AA}$$

5.2 - Calcul de la densité électronique :

D'après l'allure du spectre de diffusion, il semble bien que nous soyons dans le cas où $\alpha < 1$, c'est-à-dire dans le cas d'une diffusion par des électrons uniquement soumis à l'agitation thermique. Dans ce cas, la section efficace de diffusion est égale à :

$$\sigma = \sigma_e N_e$$

où σ_e est le coefficient de diffusion de Thompson.

Comme nous l'avons dit précédemment, nous allons comparer cette section efficace à la section efficace de diffusion par l'argon, de manière à éviter le calcul d'intensités absolues de lumière avec toutes les erreurs que cela comporte.

Dans le cas d'un gaz neutre, la section efficace différentielle de diffusion est égale à :

$$\sigma'(\theta) = N \frac{16 \pi^5}{\lambda^4} \alpha^2 \sin^2 \theta$$

où α est la polarisabilité de l'atome et N le nombre d'atomes par unité de volume. Le coefficient de diffusion de Thompson étant une section efficace totale, mais sa loi de variation angulaire étant elle aussi en $\sin^2 \theta$, nous pouvons, pour comparer les deux sections efficaces, prendre pour le gaz neutre la section efficace totale de diffusion qui est égale à :

$$\sigma' = \frac{8 \pi}{3} \frac{16 \pi^5}{\lambda^4} \alpha^2 = \frac{128 \pi^5}{3 \lambda^4} \alpha^2$$

Dans le cas de l'argon :

$$\alpha = 1,673 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$$

$$\alpha^2 = 2,779 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^6$$

Comme nous travaillons sur $6943 \text{ \AA}$ de longueur d'onde, nous avons :

$$\sigma' = 15,6 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

$$\text{d'autre part } \sigma_e = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

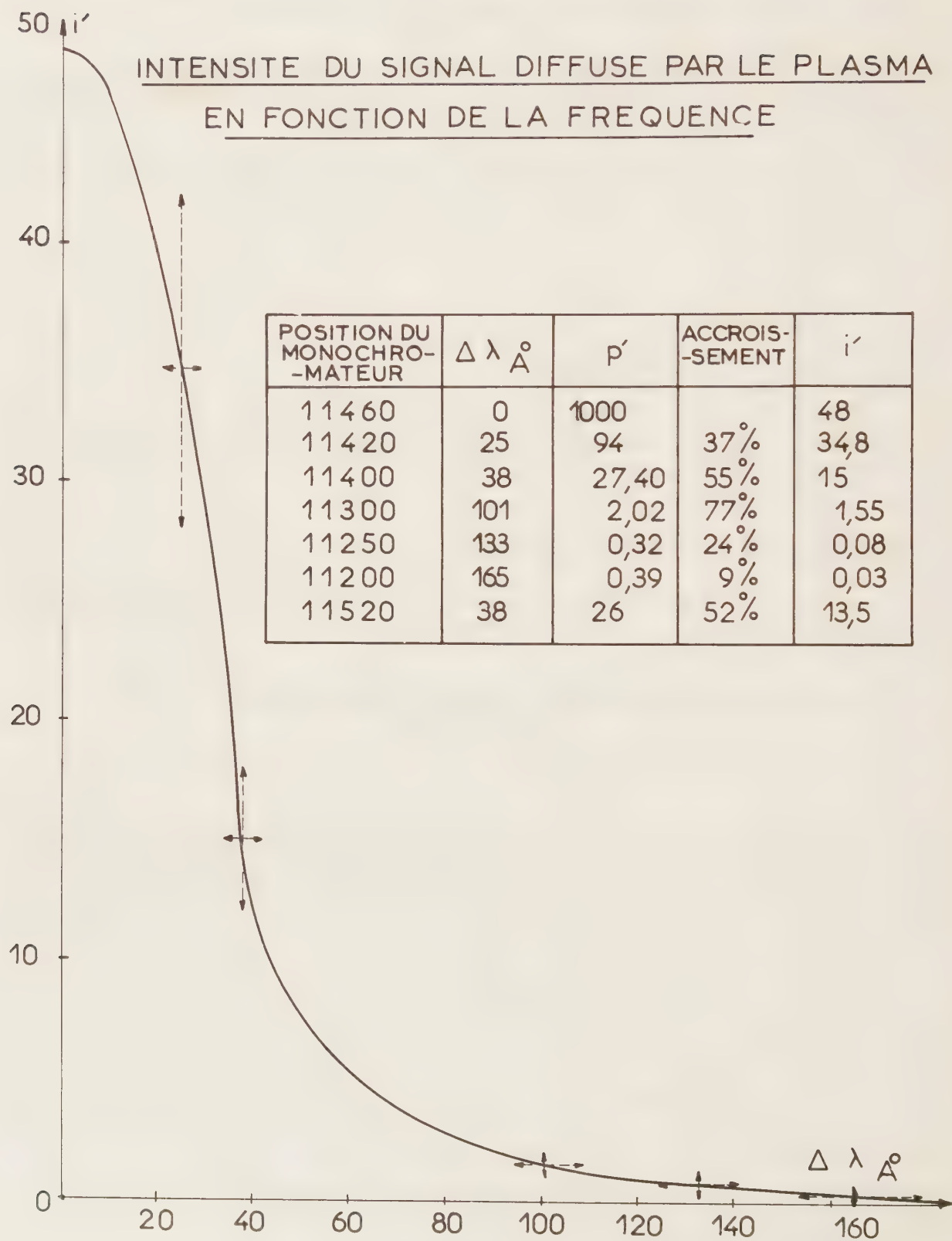


figure 29

Puisque les conditions géométriques sont les mêmes, le rapport entre les intensités diffusées par le plasma et par le gaz neutre s'écrit :

$$\frac{I}{I'} = \frac{\sigma_e}{\sigma'} \frac{N_e}{n}$$

Nous pouvons déterminer ce rapport en comparant les accroissements du signal dus à la diffusion dans chacun des cas. Dans le cas de la diffusion par le plasma, il faut tenir compte du fait que l'intensité diffusée est intégrée en fréquence. La valeur que nous avons mesurée est intégrée sur 20 Å alors que la courbe N° 29 montre un élargissement plus important. D'après l'allure de cette courbe, la valeur de 0,16 que nous avons mesurée doit être multipliée par un facteur 1,8 ce qui donne 0,29. La diffusion par l'argon avait montré un accroissement de 0,60 :

$$N_e = \frac{I}{I'} \frac{\sigma'}{\sigma_e} n \quad \frac{I}{I'} = \frac{0,29}{0,60} = 0,48.$$

A la pression atmosphérique, la densité de particules neutres est égale à :

$$n = 2,47 \cdot 10^{19} \text{ atomes/cm}^3$$

Par suite :

$$N_e = 0,48 \cdot \frac{15,6 \cdot 10^{-28}}{6,65 \cdot 10^{-25}} \cdot 2,47 \cdot 10^{19}$$

$$N_e = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3$$

L'erreur que l'on peut faire en intégrant l'intensité diffusée sur 20 Å est de l'ordre de 10 %. Il faut, d'autre part, tenir compte des erreurs expérimentales qui sont pour chaque série de mesures de l'ordre de 20 %. D'autre part, en comparant les accroissements, nous avons supposé une intensité constante à 10 % près. Par suite, l'erreur maximum que l'on puisse faire est de 60 %. Les valeurs limites de N_e sont donc :

$$1,2 \cdot 10^{16} < N_e < 4,4 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3.$$

5.3 - Calcul de la température électronique :

Si nous faisons les mêmes approximations que dans le paragraphe précédent, le point dont l'intensité est égale à l'intensité maximum divisée par e est tel que :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\Omega_{Te}} = 1$$

$$\text{Or,} \quad \Omega_{Te} = K \sqrt{\frac{2k T_e}{m_e}}$$

où K est le vecteur d'onde et k la constante de Boltzmann.

Par suite :

$$\Delta \Omega_{Te} = \frac{4 \pi \sin \varphi / 2}{\lambda_o} \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_e}}$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_o} = \frac{2 \sin \varphi / 2}{c} \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_e}}$$

Ici $\varphi = 90^\circ$ et $\Delta \lambda = 39 \text{ \AA}$ $\lambda_o = 6943 \text{ \AA}$

Nous trouvons pour T_e la valeur de :

$T_e = 47000^\circ K$

Les erreurs peuvent provenir, d'une part, du fait que les mesures sont intégrées sur $20 \text{ \AA}$ (10 %) et, d'autre part, des erreurs expérimentales (30 %). La largeur étant alors comprise entre 30 et $43 \text{ \AA}$, la température est comprise entre :

$$28000^\circ K < T_e < 57000^\circ K.$$

5.4 - Discussion des résultats :

Il nous faut maintenant vérifier si les approximations que nous avons faites sont justifiées. Pour cela, calculons le paramètre pour différents groupes de valeurs de T_e et N_e , comprises entre les limites indiquées plus haut. Rappelons que $\alpha = \frac{1}{K \lambda_d}$.

Pour les valeurs les plus probables :

$$\begin{cases} N_e = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3 \\ T_e = 47000^\circ K \end{cases} \quad \alpha = 0,60$$

Pour les valeurs extrêmes, nous trouvons :

$$\begin{cases} N_e = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3 \\ T_e = 28000^\circ K \end{cases} \quad \alpha = 0,51$$

$$\begin{cases} N_e = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3 \\ T_e = 57000^\circ K \end{cases} \quad \alpha = 0,68$$

Le paramètre α étant légèrement plus grand que 0,5, il nous faut modifier les valeurs de T_e et N_e ainsi trouvées. D'après les résultats du paragraphe 3 (chapitre IV), nous corrigerons N_e d'après la courbe de la figure 11 et T_e d'après celle de la figure 12.

Nous trouvons alors pour les valeurs les plus probables de T_e et N_e :

$N_e = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ e/cm}^3$	$T_e = 38000^\circ K$
--	-----------------------

La densité électronique est comprise entre :

$$\underline{1,03 < N_e < 3,3. 10^{16} \text{ e/cm}^3}$$

et la température électronique entre :

$$\underline{23500 < T_e < 50200^\circ \text{K.}}$$

On constate finalement que la précision des mesures n'est pas très bonne. Elle est cependant meilleure pour la mesure de la température électronique (38 %) que pour la mesure de la densité (50 %). Il faudrait pouvoir réduire les erreurs expérimentales.

CHAPITRE VII

DIAGNOSTICS DIVERS

Nous avons utilisé en parallèle des diagnostics divers de manière à recouper les mesures obtenues avec les méthodes utilisant des lasers. Nous nous sommes servis, pour les différents plasmas denses, d'un certain nombre de méthodes classiques qui permettent de déterminer la densité et la température électronique.

a) Torche haute fréquence

Nous avons mesuré la densité par une méthode d'élargissement de raie par effet Stark et la température par comparaison de niveaux de raies. Nous n'avons pas pu utiliser de sondes électriques car la température est telle qu'elles fondent. D'autre part, on ne peut faire de mesures de temps de vol car le plasma s'écoule d'une manière permanente.

b) Compression azimutale

Comme précédemment, la densité et la température ont été mesurées par effet Stark et par comparaison de niveaux de raies. Le plasma étant pulsé, nous avons pu introduire des sondes électriques (double sonde de Langmuir).

c) Bouffées de plasma

Les deux méthodes optiques, premièrement par effet Stark, deuxièmement par comparaison de niveaux de raies, n'ont pu être réalisées car les mesures ne sont pas précises et leur interprétation est très difficile en raison de l'absence de résultats théoriques sur l'état des raies de l'aluminium. Nous avons d'abord contrôlé l'état d'ionisation de la bouffée par une détermination des raies spectrales d'émission. Nous avons également effectué deux mesures de vitesse d'expansion de la bouffée : par convertisseur d'images et par sondes électriques.

1 - Mesure de la densité électronique par effet Stark

Le profil des raies spectrales dépend des conditions dans lesquelles celles-ci sont émises. La théorie montre qu'en présence d'un champ électrique intense et uniforme, elles se scindent en plusieurs raies moins intenses, dont la distance spectrale est fonction du champ. Pour une même valeur du champ électrique, le nombre de ces raies dépend de l'atome et de son état. Si ces raies sont en nombre suffisant et si l'appareil de détection ne permet pas de les séparer, le profil qui en résulte est celui d'une raie unique, mais plus large que la raie caractéristique initiale. Lorsque nous avons affaire à des plasmas denses, la densité des ions et des électrons est suffisamment élevée pour que leur champ microscopique provoque un effet Stark. L'élargissement résultant étant fonction du champ électrique, il permet d'en déduire la densité des particules ionisées.

La théorie de l'effet Stark est assez complexe et les calculs n'ont été poussés jusqu'au bout que dans un petit nombre de cas. Ces théories supposent que le plasma est en équilibre thermodynamique, au moins local. Du fait de cette répartition maxwellienne des particules, leur température intervient dans le calcul, mais à un degré moindre que la densité.

Nous avons fait les calculs d'après les travaux de Hans R. Griem /19/, /20/. Griem donne des valeurs normalisées qui permettent de tracer assez rapidement le profil des raies. Pour une raie provenant du passage de l'atome de l'état a à l'état b, on a :

$$S_{ab}(\alpha) = \frac{1}{K_{ab}} T(\beta, \gamma)$$

où K_{ab} est une constante qui dépend de l'atome. α est tel que l'écart de fréquence $\Delta\lambda$ est égal à $\Delta\lambda = \alpha F_0$. F_0 étant la valeur du champ moyen défini par Holtsmark, β et γ sont tels que :

$$\beta = \frac{\alpha}{K_{ab}}$$

$$\gamma = \Delta\omega_h \frac{\lambda^2}{2\pi c F_0 K_{ab}}$$

$\Delta\omega_h$ étant un élargissement provenant de la contribution électronique.

Dans les expériences que nous avons faites, la raie caractéristique choisie est celle de l'hydrogène $H\beta$ à 4860 Å de longueur d'onde. Nous avons alors :

$$a = 2 \quad b = 4$$

$$F_0 = 2,61 \text{ eN}^{2/3} \text{ (c.g.s.)}$$

$$K_{2a} = 1,88 \cdot 10^{-2}$$

$$\gamma = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ N}^{1/3} \text{ T}^{-1/2} \left[\log_{10} \frac{4 \cdot 10^6 \text{ T}}{b^2 \text{ N}^{1/2}} - 0,125 \right] \frac{b^5 + a^5}{b^2 - a^2} \text{ (c.g.s.)}$$

où N est la densité en électrons par cm^3 et T la température en degrés. Les valeurs de $T(\beta, \gamma)$ sont tabulées par Griem. Sur la figure 30, p. 107, nous avons tracé les courbes qui donnent la largeur à mi-hauteur de la raie en fonction de la densité pour 1 eV, 3 eV et 10 eV.

1.1. - Torche haute fréquence :

Les mesures optiques ont été effectuées en visant la torche perpendiculairement à l'axe du manchon en quartz. Nous avons introduit dans l'argon un faible pourcentage d'hydrogène (environ 1 %), ce qui est trop peu pour perturber le fonctionnement de la torche et suffisant pour pouvoir faire une mesure optique sur la raie $H\beta$ de l'hydrogène.

Le spectrographe utilisé est un spectrographe à prisme de Jobin Yvon (type Z₃) dont la dispersion est de l'ordre de 100 Å par mm. Le relevé du spectre a été réalisé sur une plaque photographique. Les mesures faites à l'aide, tant d'un comparateur que d'un microphotomètre pour des temps de pose différents, donnent un élargissement à mi-hauteur compris entre 5,82 et 6,4 Å.

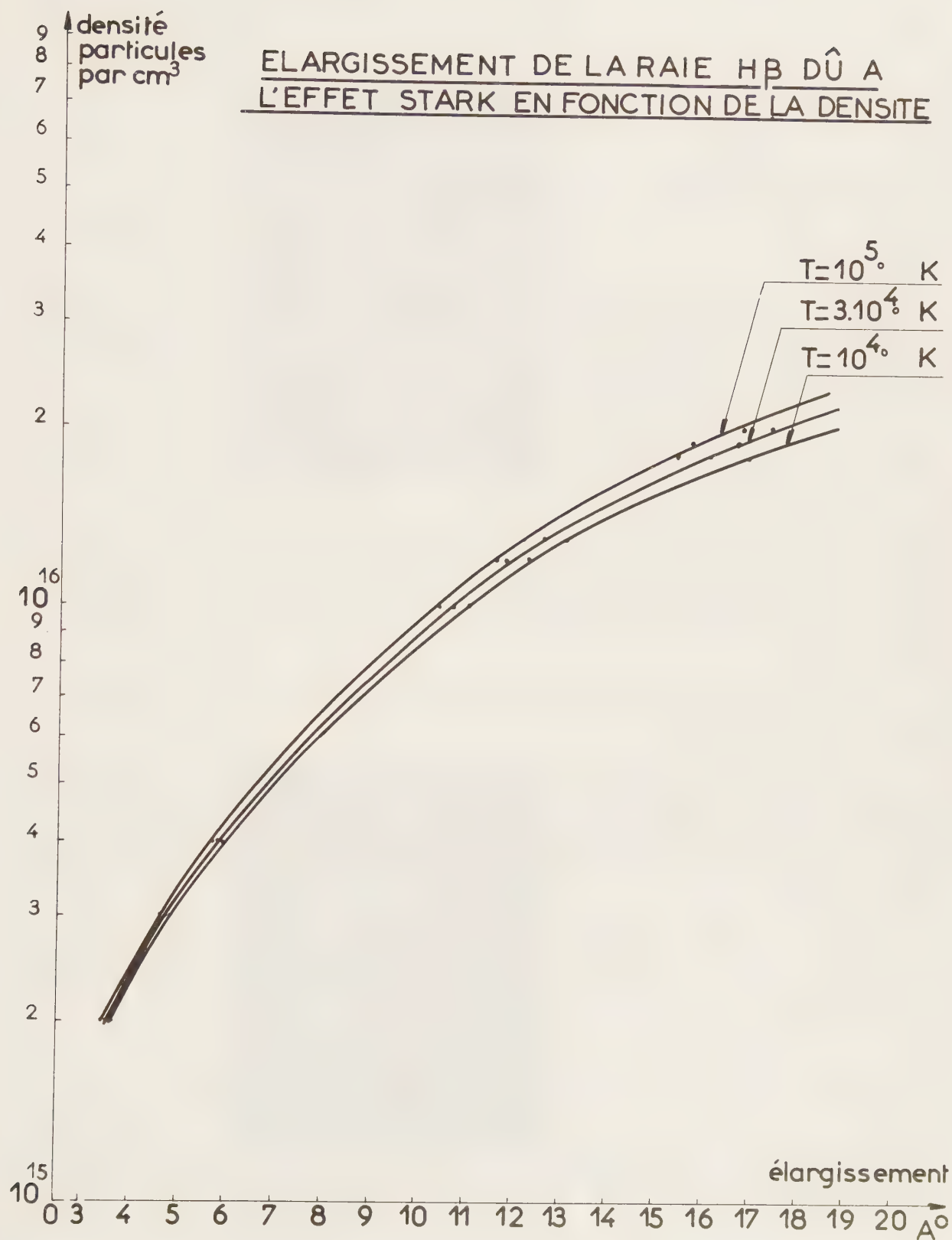


figure 30

D'après la courbe de la figure 30, nous pouvons en déduire la densité électronique qui est comprise entre :

$$3,9. 10^{15} < N_e < 4,7. 10^{15} \text{ e/cm}^3.$$

La précision de la mesure est donc de l'ordre de 10 %.

1.2 - Compression azimuthale :

Nous avons travaillé avec de l'hydrogène sous une pression de 2 Torr et avec une haute tension de charge de 17 kV.

Nous avons utilisé un spectromètre Jarell - Ash, spectromètre à réseau de type classique dont la dispersion est de l'ordre de 15 Å par mm sur la fente de sortie. La fente d'entrée a une largeur de 8/100 de mm, ce qui donne une largeur de bande de 1,2 Å. Le détecteur est un photo-multiplicateur R.T. 152 AVP qui a une cathode S₃ sensible dans le bleu et dont la résistance de charge est de 1 kΩ.

On vise à travers le tube à décharge et la lumière issue du plasma est concentrée par des lentilles sur la fente d'entrée du spectromètre. Nous avons enregistré sur un oscilloscope les signaux recueillis sur différentes longueurs d'onde autour de la fréquence centrale de la raie

Les signaux enregistrés ont l'allure de ceux représentés sur la figure 31, page 109. Sur une même longueur d'onde, nous avons fait plusieurs enregistrements afin de voir dans quelle mesure le plasma était reproductible. Pendant les quinze premières microsecondes, la différence de niveau d'une photographie à l'autre est trop grande pour que l'on puisse en déduire une mesure. Sur la figure 32, page 110, nous avons tracé les différentes courbes d'élargissement correspondant à des temps situés entre 16 et 40 μs.

16 μs après la décharge du condensateur, l'élargissement à mi-hauteur est de 19 Å; 20 μs après, il est de 17,5 Å, 30 μs après de 13,5 Å et 40 μs après de 6 Å.

Les mesures précédentes nous ayant montré que la température était comprise entre 1 et 10 eV et en faisant l'hypothèse d'un plasma en équilibre thermodynamique, on peut déduire la densité à partir de la figure 30. La courbe de la figure 33, page 111, montre la variation de la densité électronique en fonction du temps, compte tenu de l'incertitude sur la valeur exacte de la température. La densité varie entre 3. 10¹⁶ et 4. 10¹⁵ électrons par cm³. 20 μs après le début de la compression, la densité électronique est comprise entre :

$$1,6 < N_e < 2,4. 10^{16} \text{ e/cm}^3.$$

La précision de la mesure est de l'ordre de 20 %. L'erreur est d'autant plus grande que la densité est plus élevée.

2 - Mesure de la température par comparaison d'intensités de raies

Dans un plasma en équilibre thermodynamique, l'intensité d'une raie spectrale dépend des conditions d'émission de cette raie et de la température. En effet, cette intensité peut s'écrire sous la forme :

$$I = \frac{1}{4\pi} A_{nm} \frac{N}{q} g_m h \nu_{mn} e^{-\frac{E_m}{kT}}$$

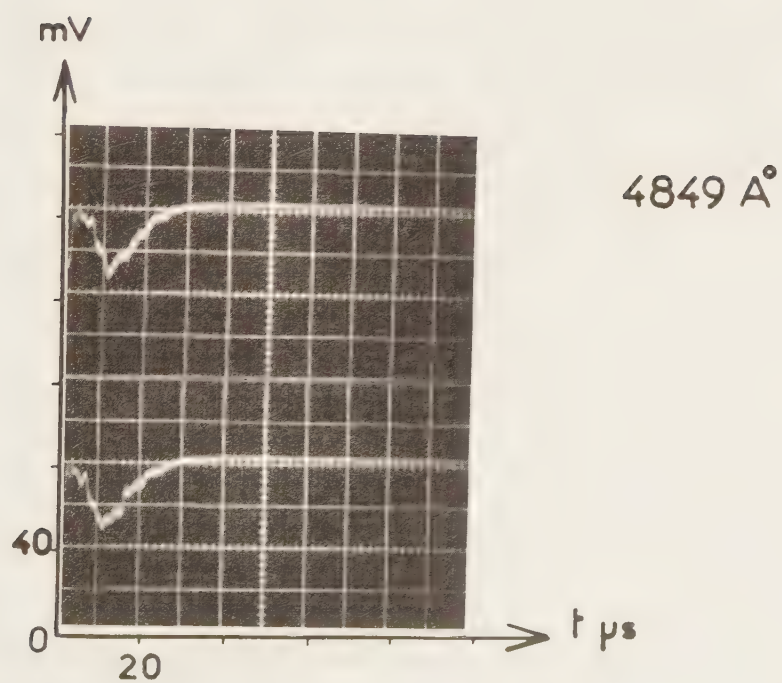
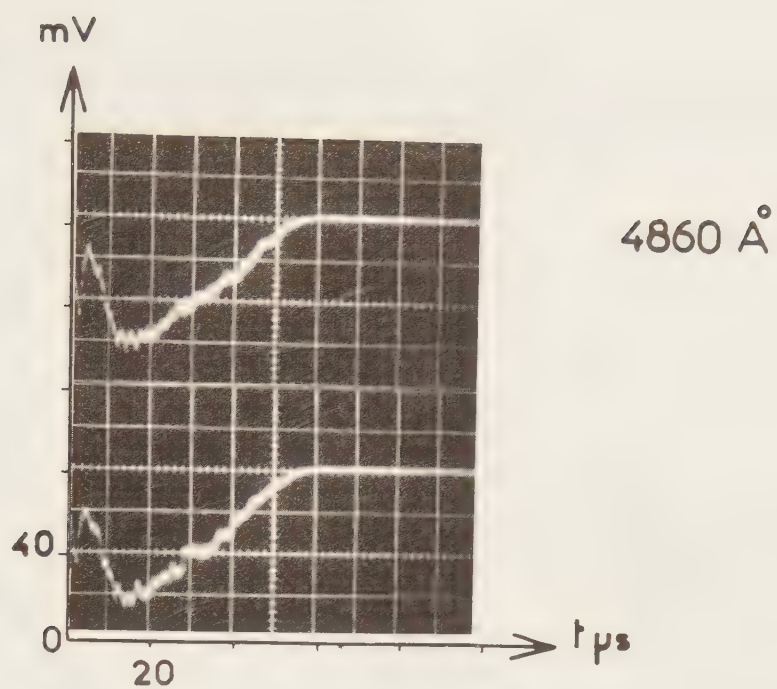


figure 31 Compression azimuthale Lumière émise par le plasma

COMPRESSION AZIMUTALE
ELARGISSEMENT DE LA RAIE HB PAR EFFET STARK

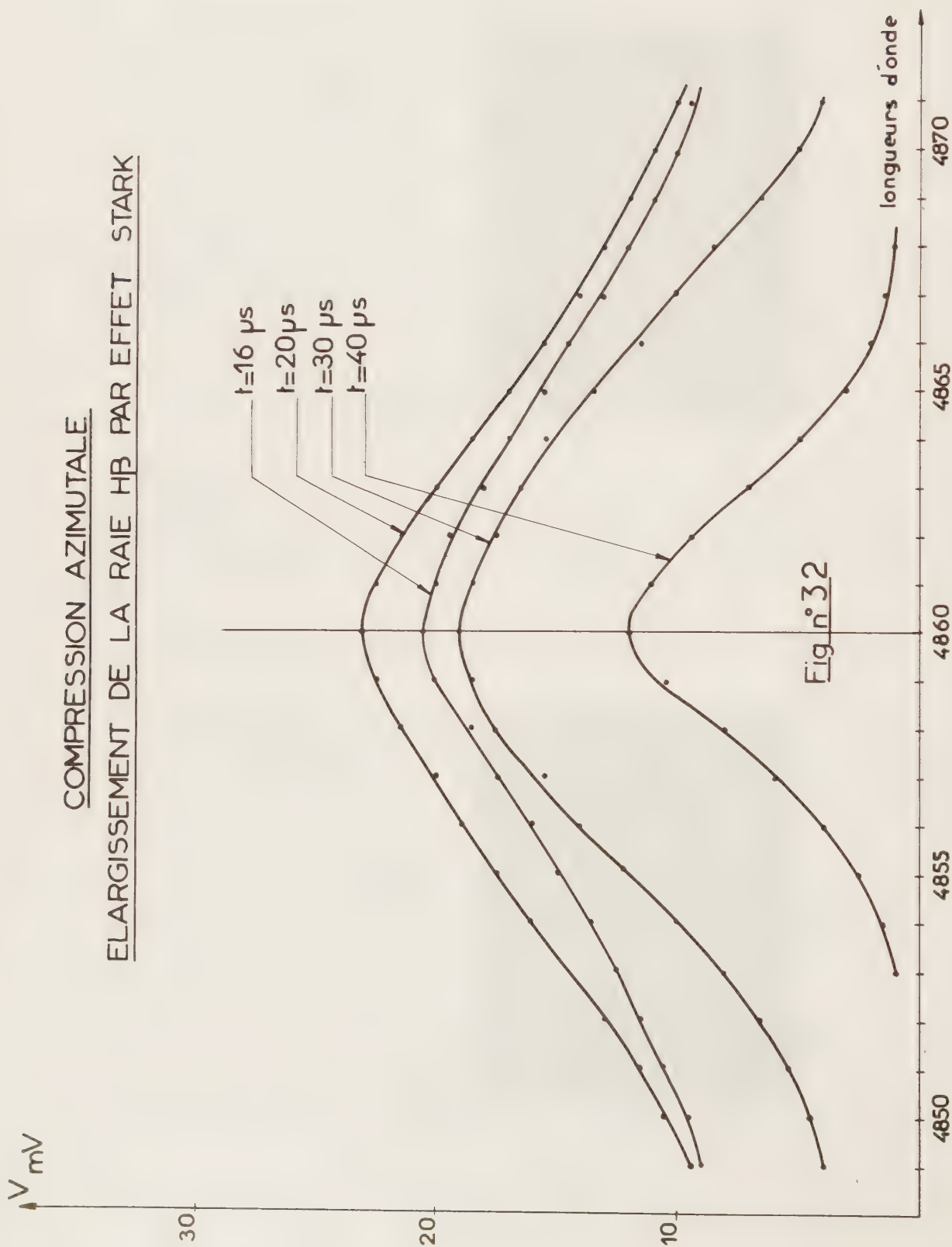


figure 32

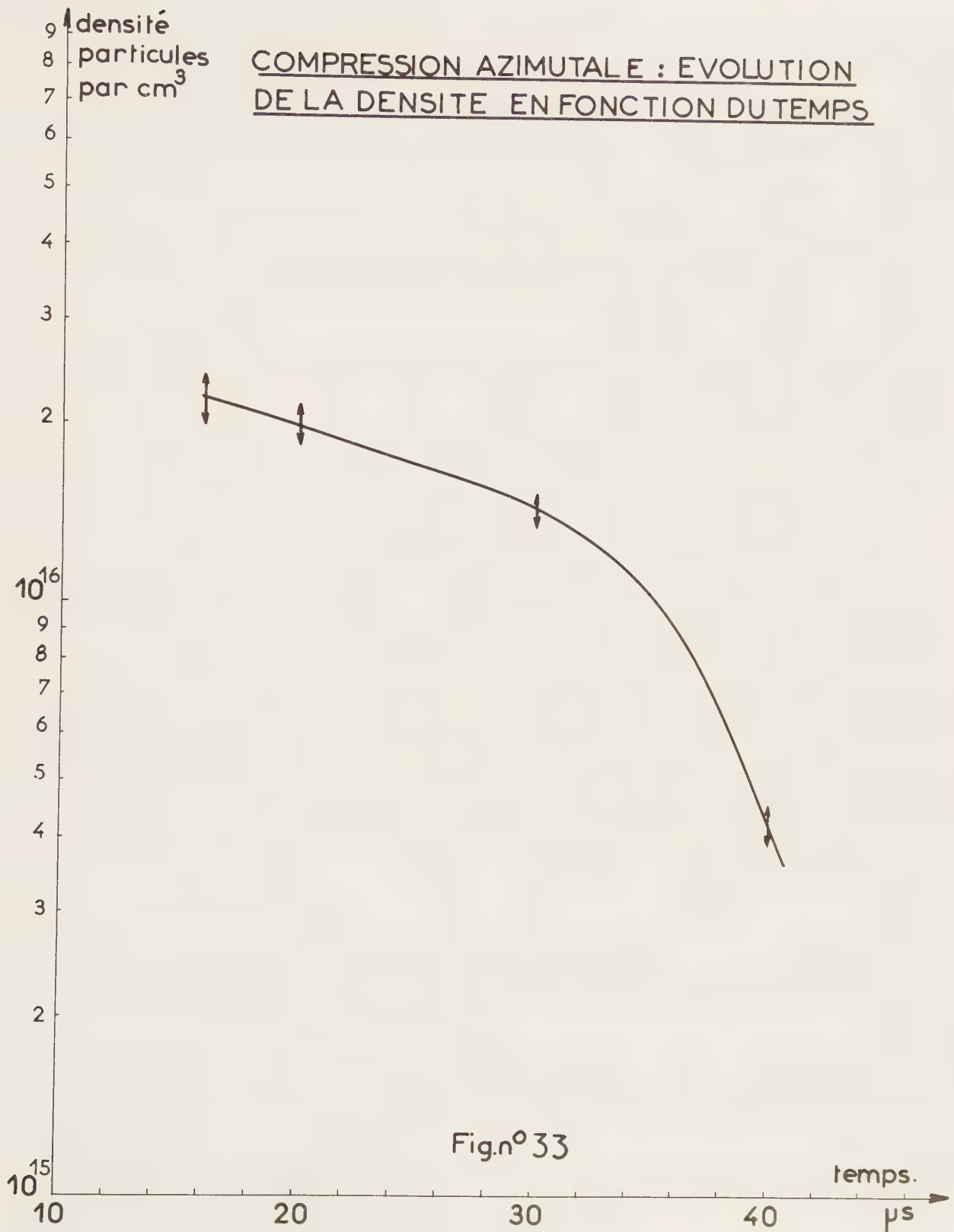


Fig.n° 33

figure 33

où l'on suppose que les populations des différents niveaux obéissent à la statistique de Maxwell-Boltzmann et avec :

E_m	énergie d'excitation du niveau supérieur m.
A_{nm}	probabilité de transition spontanée du niveau m au niveau inférieur n.
g_m	poids statistique.
N	nombre total d'atomes émetteurs dans le volume considéré.
q	fonction de partition ou somme des états de l'espace émetteur
ν_{mn}	fréquence de la raie émise.

Cette intensité se mesure en énergie rayonnée par unité de temps, par unité de volume et par unité d'angle solide.

D'après cette relation, on peut utiliser trois méthodes :

- mesure de l'intensité absolue d'une raie spectrale ;
- mesure des intensités relatives des raies d'un même atome ;
- comparaison des intensités émises par les raies spectrales et par le fond continu.

Nous n'avons utilisé que les deux dernières méthodes afin d'éviter les mesures très délicates d'intensité lumineuse absolue.

a) Mesure des intensités relatives des raies spectrales

Si nous considérons les raies émises par des atomes excités et par des atomes n fois ionisés, la fonction de partition q est indépendante de l'énergie et la relation précédente peut s'écrire sous la forme :

$$\log \frac{I}{g_m A_{nm} \nu_{mn}} = \log \frac{N h}{4 \pi q} - \frac{0,43 E_m}{k T}$$

La quantité $\log \frac{N h}{4 \pi q}$ est une constante pour un même élément et nous l'appellerons K.

$$\text{Par suite : } \log \frac{I}{g_m A_{nm} \nu_{mn}} = K - \frac{5040}{T} E_m$$

La courbe représentant les variations de $\log \frac{I}{g A \nu}$ en fonction de E est donc une droite de pente $-\frac{5040}{T}$ avec E mesuré en électron/volts et T en degrés Kelvin. $\frac{I}{g A \nu}$ peut être exprimé en unités arbitraires.

b) Mesure des intensités relatives des raies spectrales et du fond continu

Le fond continu est fourni par la présence de deux phénomènes principaux :

- phénomène de recombinaison radiative (transition libre-liée) : un électron libre retombe sur l'ion avec émission d'un quantum de lumière. Son orbite qui était hyperbolique devient elliptique.

- Bremsstrahlung (transition libre-libre) : un électron libre voit sa trajectoire perturbée par la présence d'un ion et il y a émission de lumière. Son orbite reste hyperbolique.

Les calculs sont relativement complexes. Ceux de Griem / 19/ conduisent à la formule suivante :

$$\frac{I_l}{I_c} = \frac{3^{3/2} \pi^3 (137 a_0)^2 f_{ge} \frac{E_\infty - E_e}{k T}}{2 \lambda \Delta \lambda g_i \left[\frac{1}{2} g_{ff} \cdot \frac{k T}{E_\infty} e^{-\frac{E_\infty}{n^2 k T}} + \sum_n \frac{1}{n^3} g_{fb} e^{-\frac{E_\infty}{n^2 k T}} \right]}$$

où I_c est l'intensité du fond continu à une distance $\Delta \lambda$ de la raie

f la force d'oscillateur

E les potentiels d'ionisation

g_{fb} et g_{ff} les facteurs de Gaunt des transitions libre-liée (free-bound) et libre-libre (free-free).

Griem a effectué les calculs pour l'hydrogène. Nous avons reproduit sur la figure 34, page 114, les courbes qu'il a tracées pour $\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$. A partir de ces courbes, il est facile de mesurer une température comprise entre 1 et 10 eV. Les erreurs sont celles de la mesure expérimentale.

Ces deux méthodes relativement simples présentent malheureusement l'inconvénient de n'être valables que dans le cas d'un équilibre thermodynamique. Les calculs font intervenir la loi de Saha, pour laquelle l'approximation de l'équilibre thermodynamique local n'est pas suffisante.

2.1 - Torche haute fréquence :

L'axe de visée est perpendiculaire à l'axe de la torche et passe par le centre. Nous avons utilisé un spectromètre à réseau Jarell-Ash dont la dispersion est de $20 \text{ \AA}$ par mm. Le photo-multiplicateur a une cathode S_1 dont la sensibilité maximum se situe à $6500 \text{ \AA}$.

Nous avons indiqué sur le tableau N° 20 les valeurs de E_m , g et A_{mn} relatives à chaque longueur d'onde, ainsi que les intensités observées dans chaque cas et corrigées en fonction de la courbe de sensibilité spectrale du photo-multiplicateur. Sur la figure 35, page 115, nous avons tracé la courbe :

$\log \frac{I \lambda}{g A_{mn}} = f(E_m)$. En tenant compte des erreurs expérimentales, cette courbe est à peu près linéaire et sa pente vaut :

$$m = 0,56.$$

La valeur de la température que l'on peut en déduire est :

$$T = 9000^\circ \text{K}.$$

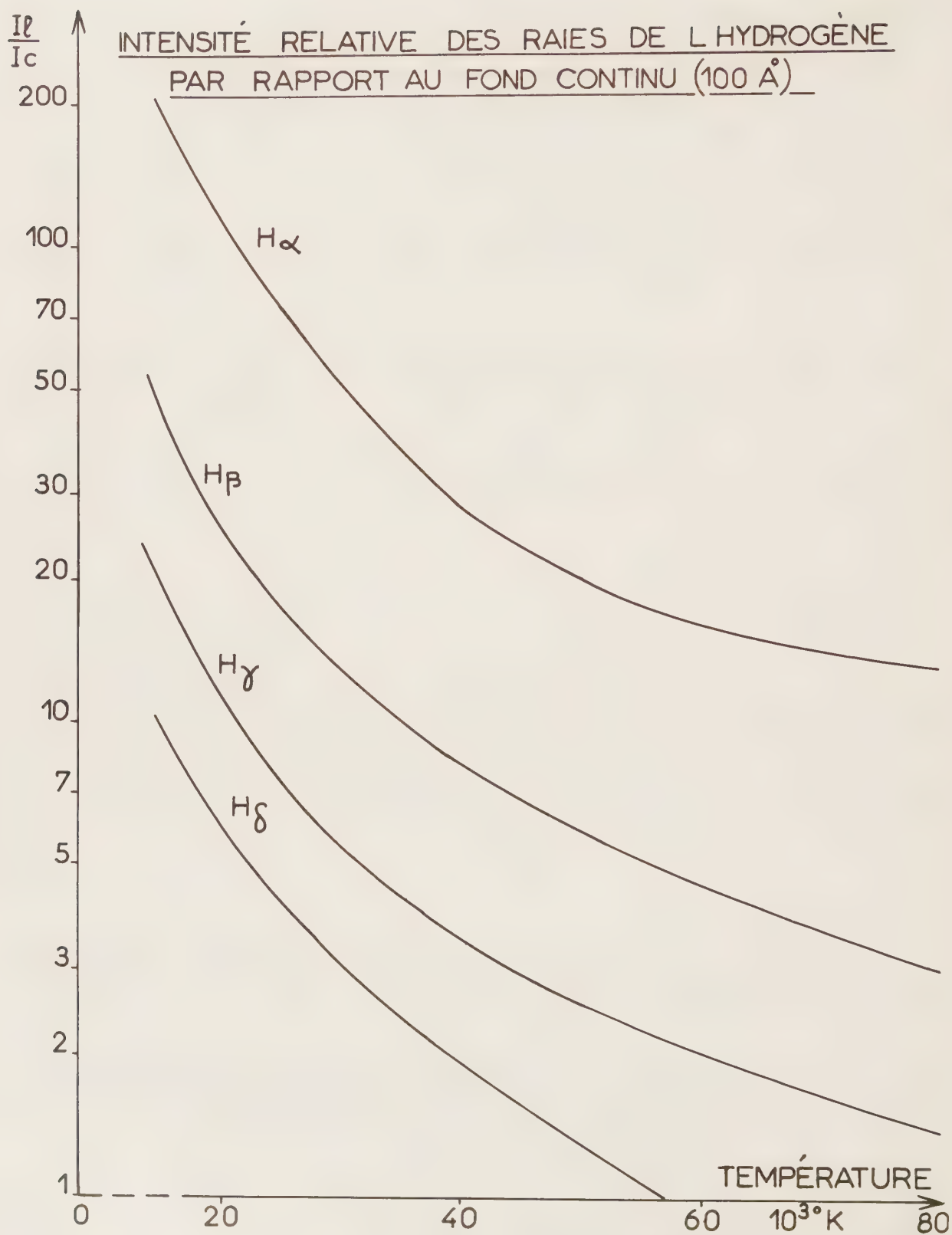


figure 34

INTENSITES RELATIVES DES RAIES DE L'ARGON ATOMIQUE

$\lambda, \text{\AA}$	8424	8408	8264	8115	8103	8014	7635	7514	7503
E_m, eV	13,09	13,29	13,32	13,07	13,15	13,09	13,17	13,32	13,47
g	5	5	3	7	3	5	5	1	1
A_{mn} $10^{+7} \text{ sec.}^{-1}$	2,11	2,21	1,45	3,51	2,56	1	2,62	4,42	4,44
$\log. \frac{\lambda}{gA}$	15,902	15,881	14,379	14,519	14,013	14,204	15,845	14,230	14,378
$\log. I$	1,090	1,010	0,458	0,477	0,939	0,780	1,980	0,488	0,410
$\log. \frac{I\lambda}{gA}$	14,992	14,891	14,837	14,996	14,952	14,984	14,925	14,818	14,788

Tableau N° 20

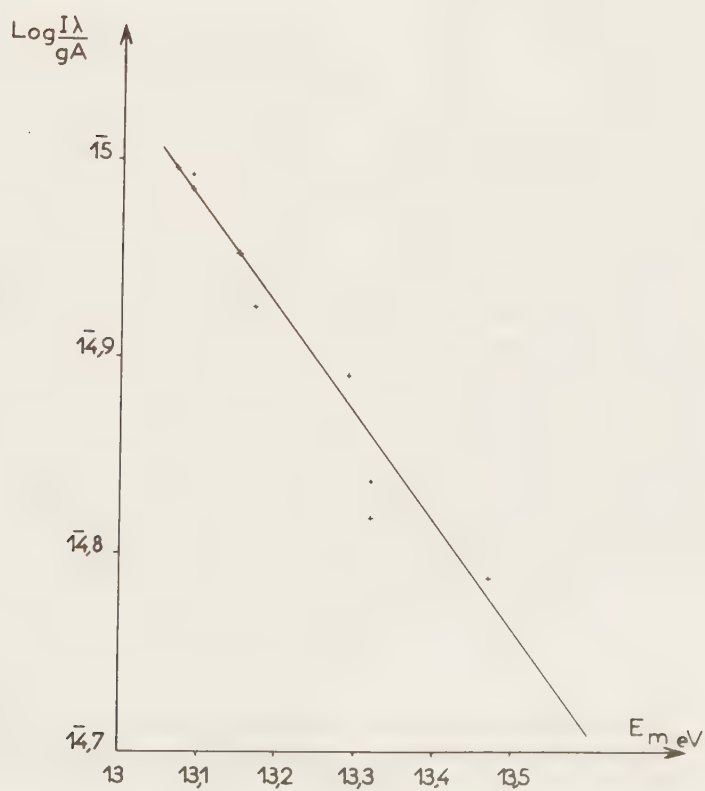


figure 35

Les intensités que nous avons comparées sont des intensités moyennes, intégrées sur une certaine distance, alors que, rigoureusement, il faudrait connaître les intensités locales. La température que nous avons trouvée constitue donc une valeur minimum vis à vis de la température qui règne au centre de la torche.

Il faut, d'autre part, s'assurer que la largeur de la fente d'entrée du spectromètre est bien suffisante pour que l'intensité lumineuse observée représente l'intégration totale de l'intensité de la raie émise. La largeur de la fente correspondait ici à une ouverture de $3 \text{ \AA}$. Les causes prépondérantes d'élargissement des raies sont l'effet Stark et l'effet Doppler.

a) Effet Stark

En prenant $T = 10000^\circ \text{K}$; $N_e = 10^{16} \text{ e/cm}^3$ ($Z = 18$), nous trouvons un élargissement à mi-hauteur :

$$\Delta \lambda < 0,10 \text{ \AA}$$

b) Effet Doppler

L'élargissement dû à l'effet Doppler se calcule à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta \lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}}$$

En prenant $T = 10000^\circ \text{K}$; $M = 40$ et $\lambda = 8000 \text{ \AA}$, on trouve :

$$\Delta \lambda = 0,045 \text{ \AA}.$$

Ces deux causes d'élargissement sont donc négligeables.

L'erreur expérimentale est de l'ordre de 15 %. D'autre part, les probabilités de transition, qui sont des valeurs expérimentales, sont connues à 10 % près. La quantité $\log \frac{I_\lambda}{A g}$ n'est donc connue qu'à 25 % près. De plus, l'intervalle entre les valeurs extrêmes de E n'étant que de 0,4 eV, l'erreur sur la pente m est relativement importante. L'erreur sur la valeur de la température variant comme $\frac{dm}{m^2}$, la température moyenne sera comprise entre :

$$\underline{7000 < T < 11000^\circ \text{K}}.$$

Pour réduire l'incertitude relative à la température, il faudrait faire appel à un corps dont les probabilités de transition soient bien connues et tel qu'il puisse émettre des raies correspondant à des énergies d'excitation E_m assez différentes, l'écart devant être au moins de 1 eV.

2.2 - Compression azimutale :

Nous avons travaillé sur une compression d'hydrogène à une pression de 2 Torr et une haute tension de charge de 17 kV. On vise à travers le tube à décharge. Nous avons comparé les intensités des raies $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ de l'hydrogène avec l'intensité du fond continu.

Nous nous sommes servis d'un spectrographe à réseau dont la dispersion est de $20 \text{ \AA}$ par mm. La fente d'entrée est suffisamment ouverte, de manière à tenir compte de l'effet Stark. Le spectre est recueilli

sur un film de type Royal X Pan. Compte tenu de la réponse en fréquence et de la courbe de sensibilité de ce film, nous avons mesuré à l'aide d'un microphotomètre l'intensité de ces raies.

En supposant que l'intensité du fond continu soit de 1, nous avons trouvé :

pour H_{β} une intensité de 7,5

pour H_{γ} une intensité de 4,86

pour H_{δ} une intensité de 2.

Les températures correspondantes sont :

pour H_{β} 42000° K

pour H_{γ} 32500° K

pour H_{δ} 39000° K.

En tenant compte des erreurs expérimentales qui peuvent atteindre 30 %, la température est comprise entre :

$$\underline{26000^{\circ}\text{K} < T_e < 54000^{\circ}\text{K} .}$$

Plus la température est élevée, plus la précision de la mesure est médiocre.

3 - Sondes de Langmuir (compression azimuthale)

La compression est obtenue dans les mêmes conditions que précédemment.

3.1 - Sonde simple :

Nous avons introduit une sonde simple polarisée à - 30 V par rapport à la masse générale et chargée par une résistance de 20 k Ω . Cette sonde ne nous apporte pratiquement aucun résultat pour les raisons suivantes :

- l'importance des phénomènes parasites de type électromagnétique qui masquent tout signal utile pendant près de 30 μ s (on ne peut s'en protéger en raison de l'impossibilité de réaliser un blindage efficace);

- l'absence de potentiel fixe dans le plasma, ce qui rend le potentiel de la sonde flottant.

Le seul renseignement positif est l'absence d'oscillations ioniques qui auraient pu, dans le cas de l'interférométrie à l'aide du laser à gaz, provoquer des franges d'interférence.

3.2 - Sonde double :

Nous avons utilisé des sondes doubles afin de remédier à l'absence de potentiel fixe dans le plasma.

Les sondes de 0,4 mm de diamètre et de 5 mm de longueur sont en tungstène. Elles sont écartées de 0,5 cm et sont situées à 2,5 cm de la bobine de décharge. La source de tension est constituée par des

piles qui peuvent débiter 7 A en courant de pointe. Deux oscilloscopes permettent de mesurer les tensions aux bornes de la sonde et aux bornes de la résistance de charge. La résistance interne de la pile (1,3 Ω par élément) et une résistance de 1 Ω constituent la résistance de charge. La tension peut varier de 0 à 10 V environ. Au-delà de cette valeur, il se produit un amorçage et la mesure devient impossible.

La mesure est effectuée 20 μ s après le début de la décharge. Les parasites électromagnétiques sont tels que la mesure ne peut être faite pour des temps plus courts.

Sur la figure 36, page 119, se trouve la courbe qui donne le courant en fonction de la tension. Cette courbe est linéaire et le courant de saturation n'a pu être observé. Les erreurs expérimentales sont de l'ordre de 10 %.

Ignorant la valeur de ce courant, nous n'avons pas pu, malheureusement, déduire la densité et la température électronique de cette courbe. En effet, d'après les théories classiques /22/, on a dans un plasma en équilibre thermodynamique :

$$\frac{|I_{s1}| + |I_{s2}|}{|I_{s1}| - |i_1|} - 1 = e^{-\frac{ev}{kT}}$$

où I_{s1} et I_{s2} sont les deux courants de saturation. En faisant l'hypothèse que $|I_{s1}| = |I_{s2}| = I_s$, on peut écrire :

$$\text{Log} \left[\frac{2 I_s}{I_s - i} - 1 \right] = \frac{ev}{kT}$$

La pente de cette droite permet de déterminer la température.

Nous allons faire des hypothèses sur la valeur de I_s , de manière à connaître, quand même, l'ordre de grandeur de la température. Si nous faisons le rapport :

$$\frac{\text{Log} \left[\frac{2 I_s}{I_s - i} - 1 \right]}{v}$$

pour tous les points de la courbe expérimentale et pour différentes valeurs de I_s (entre 3 et 20 A), on constate que ce rapport est le plus constant (à 5 % près) pour $I_s = 7$ A. Cette valeur paraissant raisonnable, nous calculerons la température avec ce courant :

$$\text{pour } v = 8 \text{ v } \quad i = 3,5 \text{ A et } \frac{\text{Log} \left[\frac{14}{7 - 3,5} - 1 \right]}{8} = 0,138$$

$$\text{pour } v = 3 \text{ v } \quad i = 1,3 \text{ A et } \frac{\text{Log} \left[\frac{14}{7 - 1,3} - 1 \right]}{3} = 0,130$$

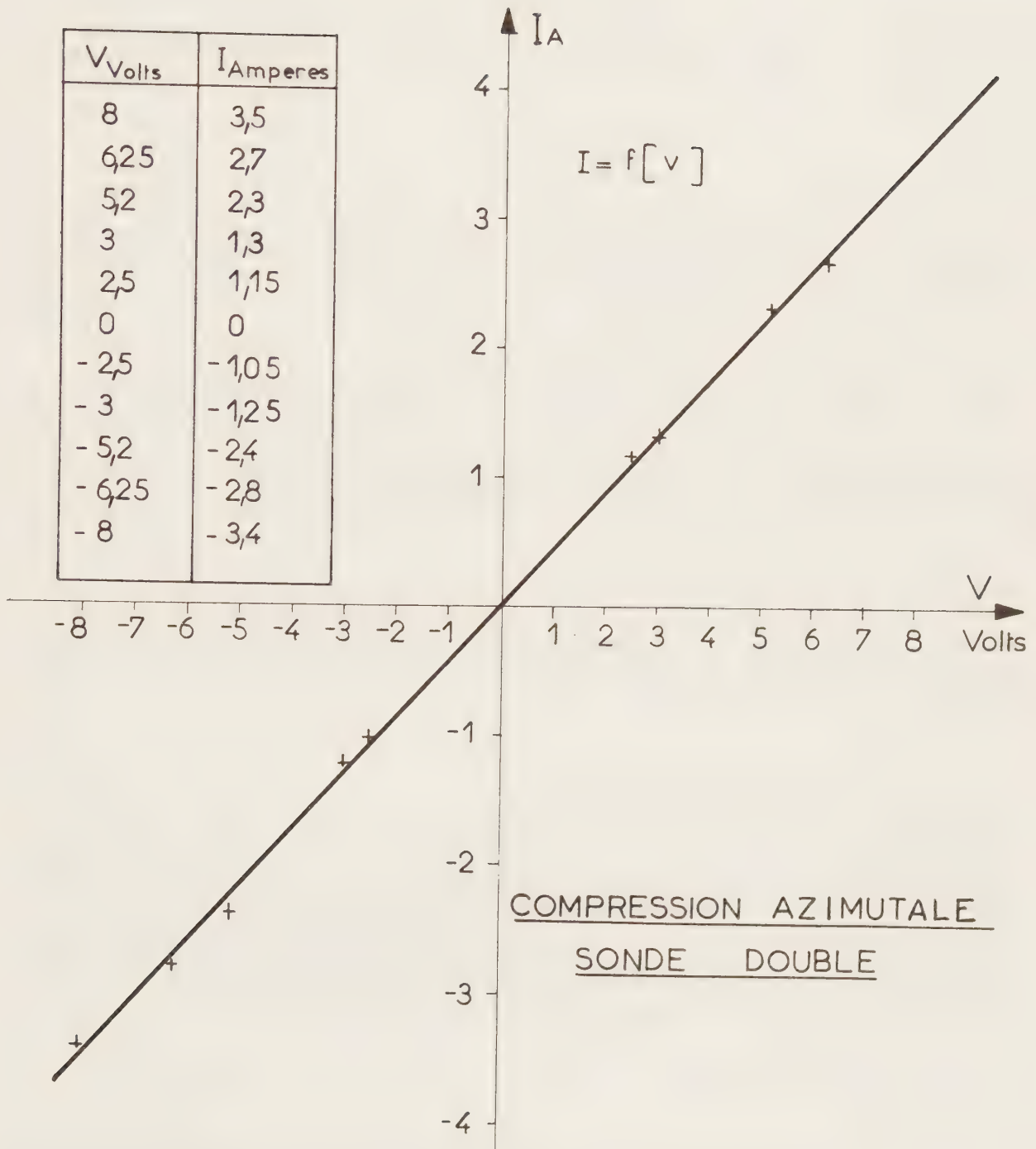


figure 36

$$\text{Par suite, } T = \frac{e}{k \cdot 0,138} \quad T = 76000^\circ \text{K.}$$

Cette valeur est une estimation très grossière et l'on peut simplement dire que la température est comprise entre 3 et 15 eV.

Nous pouvons également estimer la densité en prenant la même évaluation pour I_s . En effet, le courant de saturation est égal à :

$$I_s \simeq \alpha A e N_i \sqrt{\frac{2 k T_i}{m_i}}$$

α est un facteur compris entre 0 et 1 qui tient compte de la géométrie des sondes. Pour des sondes cylindriques, on prend généralement α égal à 0,3. A est la surface de la sonde qui vaut ici :

$$A = 2 \pi r l = 6,28 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$$

En prenant $I_s = 7 \text{ A}$, on trouve pour la densité :

$$N = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ e/cm}^3.$$

Tous ces calculs sont très grossiers. En effet, en plus de l'erreur faite sur le courant de saturation, il faut tenir compte de deux sources d'erreurs supplémentaires :

- le courant qui passe entre les sondes est élevé et il est fort probable que le plasma s'en trouve modifié;
- les sondes sont trop éloignées du centre de la bobine de décharge et se trouvent dans une zone où la densité des particules a déjà considérablement chuté puisque dans cette zone le plasma se propage par diffusion. Il nous a été impossible de rapprocher davantage les sondes car les conditions de production du plasma en auraient été affectées.

4 - Spectrographie d'émission (bouffées de plasma)

La lumière émise par les bouffées de plasma est analysée par un spectrographe. Nous espérons ainsi savoir s'il y a non seulement des particules excitées mais aussi des particules ionisées. D'autre part, nous aurons ainsi un ordre de grandeur de la température ionique.

Le spectrographe utilisé est un spectrographe à réseau Bosh et Laumb dont la dispersion est de 16 à 18 Å par mm. L'étalonnage a été fait avec deux spectres connus : ceux du sodium et du cadmium. La direction d'observation du spectrographe est tangente à la cible d'aluminium.

4.1 - Bouffée de plasma N° 1 :

Nous avons travaillé à la pression atmosphérique. La mesure a été rendue délicate en raison de la faible durée du plasma d'aluminium, du peu de luminosité du spectrographe et du principe même du détecteur, c'est-à-dire un film, donc peu sensible. Nous avons utilisé un film de type Royal X Pan, très sensible, mais qui nuit à la qualité de l'enregistrement.

Le spectre enregistré (figure 38, page 122) a été obtenu avec 50 déclenchements du faisceau laser. Nous avons étudié ce spectre avec un micro-photomètre donnant un fort grandissement. Les raies repérées figurent sur le tableau N° 21. Les indices I correspondent à l'état excité, II ionisé une fois, III ionisé deux fois.

Par ordre d'intensité, on trouve d'abord les raies de l'aluminium excité, puis une raie de l'aluminium ionisé une fois ($4663 \text{ \AA}$). L'énergie moyenne semble être de l'ordre de 15 eV.

4.2 - Bouffée de plasma N° 2 :

Les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment. La lumière étant plus intense, nous avons travaillé avec un film Kodak tri X.

Le spectre enregistré se trouve sur la figure 38. Nous y avons observé non seulement des raies de l'aluminium mais aussi des raies provenant de l'azote et de l'oxygène. L'ensemble des raies relevées entre 3.900 et $5.100 \text{ \AA}$ figure sur le tableau N° 22. Nous n'avons pas étudié le spectre au delà de $5.100 \text{ \AA}$ car on aurait pu alors trouver des raies d'ordre 2.

Les raies relatives à l'azote et l'oxygène proviennent toutes de particules ionisées une fois. Ce sont les ions aluminium qui fournissent l'énergie d'excitation et celle-ci, étant comprise entre 20 et 30 eV, correspond à l'énergie moyenne des ions aluminium.

De manière à observer uniquement les raies de l'aluminium, nous avons pris un spectre de la bouffée sous un vide de 10^{-1} Torr (figure 38). Les raies relevées figurent sur le tableau N° 23.

La raie, de loin la plus intense, est la raie à $4529 \text{ \AA}$, de l'aluminium ionisé deux fois, qui correspond à une énergie de 20 eV.

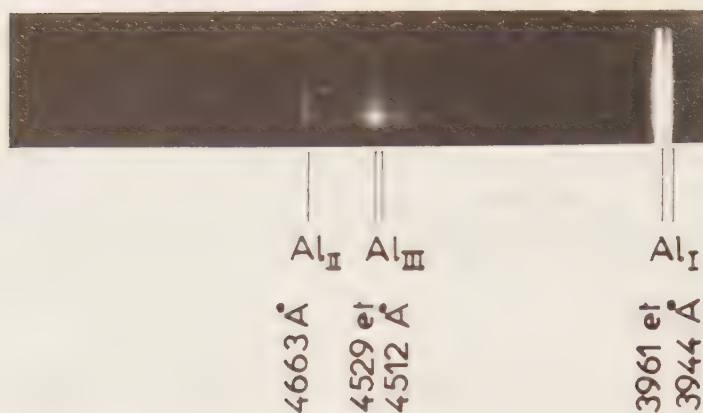
Toutes ces mesures sont évidemment qualitatives, mais permettent cependant d'avoir une idée de la température ionique : 15 eV pour la bouffée de plasma N° 1, 25 eV pour la bouffée N° 2.

5 - Convertisseur d'images

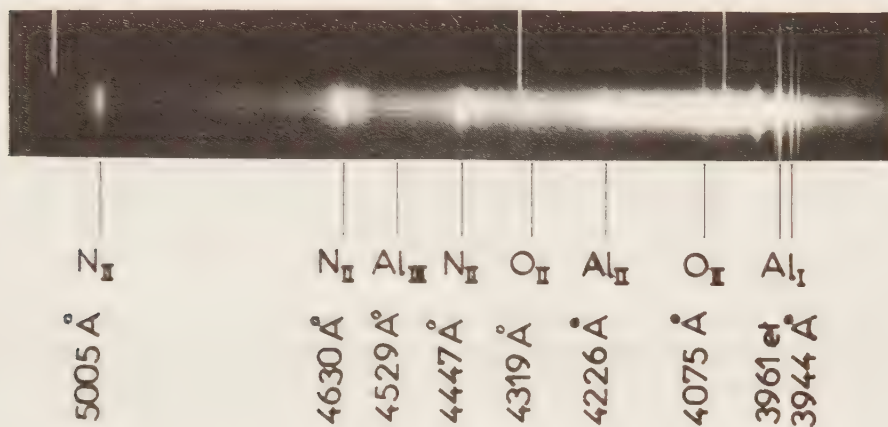
Nous avons observé l'expansion de la bouffée de plasma N° 1 à l'aide d'un convertisseur d'images équipé d'un tube RCA 4449 A. La focalisation est électrostatique et la tension d'accélération de 15 kV. Une grille permet de ne laisser passer la lumière que pendant le laps de temps désiré (de 1 à $100 \mu\text{s}$). Des déflecteurs électriques situés devant l'anode permettent, soit d'obtenir un balayage continu, soit une série d'images (trois en l'occurrence). Ce convertisseur est surtout utilisé comme obturateur ultra-rapide et son gain en lumière est relativement faible : 20.

Grâce à un jeu de miroirs et de lentilles, l'image de la bouffée de plasma est projetée sur la photocathode du tube. La direction d'observation est perpendiculaire à la direction du faisceau du laser à rubis et on observe donc la tranche de la cible d'aluminium. Le grandissement de l'ensemble a été mesuré et il est égal à 3,85.

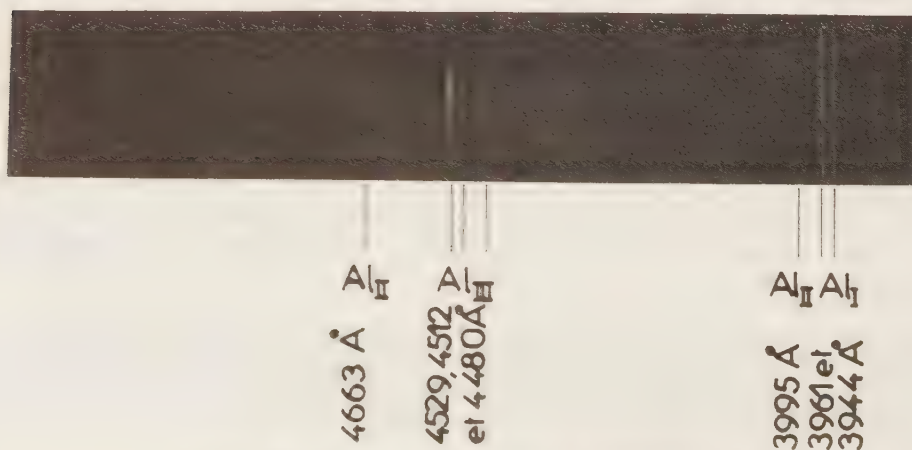
Nous avons commencé par observer l'expansion de la bouffée à la pression atmosphérique, en prenant trois photos successives. L'expansion de la bouffée est mesurée en faisant varier les retards entre les trois impulsions qui débloquent la grille située devant l'anode.



SPECTRE DE LA BOUFFÉE DE PLASMA N° 1
(Pression atmosphérique)



SPECTRE DE LA BOUFFÉE DE PLASMA N° 2
(Pression atmosphérique)



SPECTRE D'EMISSION DE LA BOUFFEE DE PLASMA N° 1

RAIES Å	ETAT	ENERGIE eV
3944	Al I	3,14
3961	Al I	3,14
4512	Al III	20,55
4529	Al III	20,55
4585	Al II	17,76
4663	Al II	13,25
5593	Al II	15,47

Tableau N° 21

SPECTRE D'EMISSION DE LA BOUFFEE DE PLASMA N° 2
A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE

CORPS	RAIE Å	ETAT	ENERGIE eV
ALUMINIUM	3944,03	Al I	3,14
	3961,53	Al I	3,14
	3995,86	Al II	17,99
	4226,81	Al II	17,99
	4663,05	Al II	13,25
	4701,65	Al III	23,41
AZOTE	4447,04	N II	23,2
	4601,49	»	21
	4630,35	»	21,2
	4643,11	»	21,2
	4803,27	»	23
	5001,47	»	23,12
	5005,14	»	23,13
	5007,32	»	23,40
	5045,10	»	20,92
OXYGENE	388,43	O II	28
	4069,92	»	28
	4072,16	»	28
	4075,87	»	28,8
	4317,17	»	25,8
	4319,65	»	25,8
	4924,50	»	28,8

Tableau N° 22

SPECTRE D'EMISSION DE LA BOUFFEE DE PLASMA N° 2
SOUS UN VIDE DE 1 TORR

RAIES Å	ETAT	ENERGIE eV
3944,03	Al I	3,14
3961,53	Al I	3,14
3995,86	Al II	17,99
4479,97	Al III	23,54
4512,53	Al III	20,55
4529,18	Al III	20,55
4663,05	Al II	13,25
5696,47	Al III	17,81
5722,65	Al III	17,81

Tableau N° 23

Une des photographies de travail est représentée sur la figure 39, page 126. La première impulsion ouvre la grille pendant 1,6 μ s, la deuxième l'ouvre de 14 à 17,6 μ s et la troisième de 33,5 à 41 μ s. La direction d'observation n'étant pas tout à fait tangente à la cible, on observe le reflet de la bouffée sur l'aluminium. Nous avons pu ainsi faire des mesures de 2,5 à 50 μ s.

Afin d'obtenir des mesures à des instants antérieurs, nous avons modifié le convertisseur de manière à ne plus prendre qu'une seule photo mais avec un temps de pose plus court. Nous avons pu ainsi prendre une photographie pendant 100 ns après le déclenchement.

Pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18}$ e/cm³ et une température de l'ordre de 10 eV, le temps de thermalisation est très inférieur à la nanoseconde / 11/. En conséquence, la bouffée de plasma est thermalisée dès l'instant où elle est visible au convertisseur d'images. Par suite, la vitesse du front de la bouffée nous renseignera sur la vitesse des particules et celle-ci nous permettra d'en déduire la température par la formule :

$$V_i^2 = \frac{\gamma_i k T_i}{m_i}$$

$$\text{Ici } \gamma_i = \frac{3}{2} \quad \text{en raison du grand nombre de collisions.}$$

Nous avons tracé sur la figure 37, page 126, la courbe représentant le logarithme de la vitesse en fonction du logarithme du temps. Cette courbe est linéaire. La vitesse la plus grande que nous ayons mesurée est de $9 \cdot 10^3$ m/s ce qui correspond à une température de :

$$T_i = 9,2 \text{ eV.}$$

En raison des collisions, la température décroît très vite avec le temps.

Si on extrapole la courbe de la figure 37, pour des temps inférieurs à 100 ns, nous aurons une idée de la vitesse initiale.



40 μ sec.



20 μ sec.

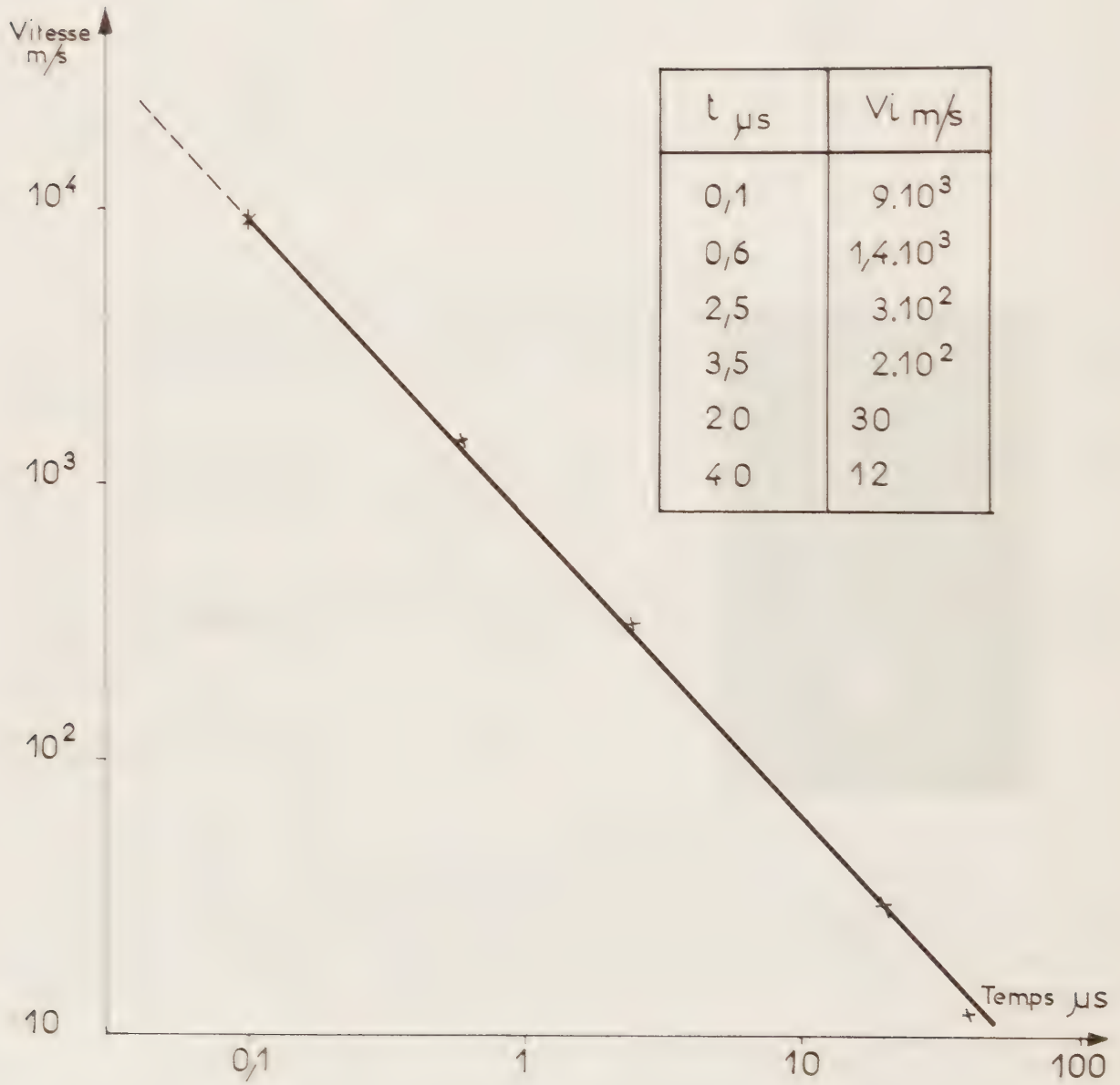


2 μ sec.



TEMPS ZERO

figure 39 - Convertisseur d'images - Evolution dans le temps de la bouffée de plasma N° 1



Après 50 ns	$V_i = 1,86 \cdot 10^4 \text{ m/s}$	$T_i \simeq 40 \text{ eV}$
Après 40 ns	$V_i = 2,4 \cdot 10^4 \text{ m/s}$	$T_i \simeq 65 \text{ eV}$
Après 30 ns	$V_i = 3,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$	$T_i \simeq 125 \text{ eV}$

Nous avons essayé de reprendre les mêmes mesures avec une pression de 10^{-1} Torr, mais les collisions sur les neutres étant beaucoup moins nombreuses, la lumière émise par le plasma est beaucoup trop faible.

6 - Sondes électriques (bouffée de plasma) :

Nous avons fait une mesure de la vitesse d'expansion de la bouffée de plasma à l'aide de sondes électriques, pour avoir un ordre de grandeur de la température. Nous nous sommes surtout intéressés à la propagation dans une enceinte vidée car, alors, les mesures optiques sont très difficiles en raison du peu de luminosité propre de la bouffée.

Nous avons disposé un ensemble de sept sondes en tungstène, soudées dans un manchon de verre qui permet de tenir le vide. Ces sondes sont parallèles à la cible et perpendiculaires à la direction du faisceau du laser à rubis et à une distance suffisante de l'axe pour qu'en aucun cas elles ne puissent interférer avec le faisceau. La première sonde est à 0,2 mm de la cible, la septième à 10 mm. Les sondes sont polarisées à ~ 30 V par rapport à la cible.

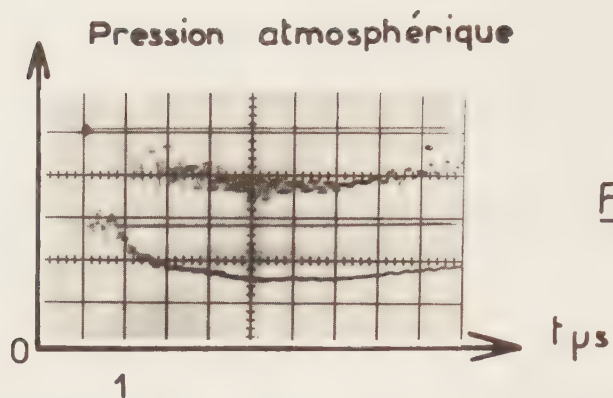
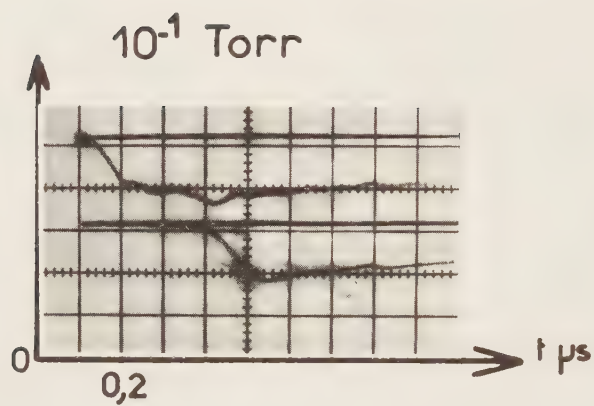
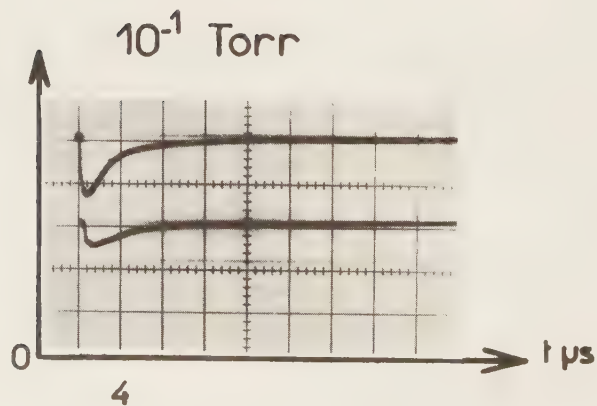
a) Nous avons essayé de faire une mesure de la vitesse de la bouffée de plasma N° 1 à la pression atmosphérique. La résistance de charge est de 47 k Ω . Les signaux obtenus sont représentés sur la figure 1 (tableau N° 25). Le signal recueilli sur la sonde N° 1 constitue la trace inférieure et le signal recueilli sur la sonde N° 7 la trace supérieure. Comme on peut le constater sur cette photographie, nous avons été très gênés par les signaux parasites d'origine électromagnétique produits par le déclenchement du laser à rubis, parasites dont il est impossible de protéger les sondes. D'autre part, le signal recueilli sur les sondes est très faible (surtout sur la sonde N° 7 : environ 1 μ A). Par suite, nous n'avons pas pu déterminer le départ de la courbe, départ masqué par les parasites. Il nous a donc été impossible de déterminer la vitesse d'expansion.

b) Toujours avec la même bouffée, nous avons travaillé dans une enceinte vidée, la pression étant de 10^{-1} Torr. Les courants recueillis par la sonde N° 1 (trace du haut) et par la sonde N° 7 (trace du bas) sont représentés sur la figure 2. La résistance de charge est de 150 Ω . Les courants de sonde sont plus intenses : de l'ordre de 10 mA. Les premières particules atteignent la sonde N° 7 0,3 μ s après l'impact laser. Ce sont les particules les plus rapides et leur vitesse peut être estimée à :

$$v = \frac{10^{-2}}{0,3 \cdot 10^{-6}} = 3,3 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

$$\text{et leur température à } \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} kT$$

$$T = 5,4 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K} \simeq 50 \text{ eV.}$$

Fig n°1Fig n°2Fig n°3

Mesure de la vitesse d'expansion de la bouffée de plasma N° 1 par sondes.

Tableau N° 25

Le courant sur la sonde N° 7 atteignant sa valeur maximum au bout de $0,5 \mu s$, la vitesse la plus probable est de :

$$v = \frac{10^{-2}}{0,5 \cdot 10^{-6}} = 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

et la température de

$$T = \underline{2,5 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ K \simeq 25 \text{ eV.}}$$

Nous avons, d'autre part, sur la figure 3, observé qu'elle était la durée de ce courant de sonde, la résistance de charge ayant la même valeur de manière à ne pas influencer sur le temps de montée. Le courant peut être observé pendant $5 \mu s$ environ. Ce temps est beaucoup plus court que la durée d'émission de lumière car les particules, se refroidissant rapidement, continuent à émettre de la lumière, tandis que le courant, trop faible, ne peut plus être décelé.

CHAPITRE VIII

DISCUSSION DES RESULTATS - INTERPRETATION

1 - Torche haute fréquence

Nous avons trouvé, par mesure de l'élargissement par effet Stark de la raie $H\beta$, une valeur de la densité électronique comprise entre :

$$\underline{3,9 < N_e < 4,7 \cdot 10^{15} \text{ e/cm}^3}$$

et, par comparaison des niveaux de raies de l'argon atomique, une température comprise entre :

$$\underline{7000 < T_e < 11000^\circ \text{K.}}$$

Ces deux mesures semblent en accord avec ce que pouvait prévoir la théorie.

Nous n'avons pu nous servir des lasers sur ce plasma. En effet, en ce qui concerne l'interférométrie, le produit de la densité par la longueur de plasma est de l'ordre de $8 \cdot 10^{15}$. Il aurait fallu travailler avec un laser à gaz fonctionnant sur $3,39 \mu$ et un miroir extérieur donnant un gain de 4 pour pouvoir observer une frange d'interférence. La plasma est, d'autre part, trop turbulent pour que la mesure en soit aisée.

Dans le cas d'une diffusion du faisceau d'un laser à rubis par ce plasma, le niveau de l'onde diffusée est trop faible vis à vis de la lumière parasite et de la lumière émise par le plasma. Le paramètre α qui est de l'ordre de 0,75 complique, d'autre part, l'interprétation des résultats. L'élargissement du spectre de diffusion aurait été de l'ordre de $17 \text{ \AA}$ et il n'aurait pas été suffisamment élevé pour être facilement observable. La précision de la mesure aurait été très mauvaise.

En conclusion, ce milieu d'étude (pas assez dense sur une longueur suffisamment grande, trop turbulent, pas assez chaud) ne convient pas pour les diagnostics à l'aide de lasers.

2 - Compression azimutale

Nous discuterons des résultats obtenus avec une compression d'un gaz d'hydrogène à une pression de 2 Torr et pour une haute tension de charge de 17 kV. C'est, en effet, sur ce plasma que le plus grand nombre de mesures ont été faites (tableau N° 24).

Une remarque s'impose tout d'abord : les mesures faites avec une sonde double de Langmuir donnent des résultats qui s'écartent trop des autres. Cela provient, d'une part, du fait que la sonde ne se trouve pas au centre du tube à décharge et, d'autre part, du fait que la méthode n'est pas adaptée pour les plasmas denses. En dehors de cette mesure, les résultats se recourent convenablement.

	Ne e/cm ³	Ne e/cm ³ VALEURS LIMITES	Te °K	Te °K VALEURS LIMITES
Interférométrie par laser à gaz	1,25 10 ¹⁶	1,25 < Ne < 2,5 10 ¹⁶		
Diffusion d'un faisceau laser	2,3 10 ¹⁶	1,02 < Ne < 3,3 10 ¹⁶	38000°K	18300 < Te < 45000°K
Effet STARK	2,04 10 ¹⁶	1,6 < Ne < 2,4 10 ¹⁶		
Comparaison des niveaux de raies			39000°K	26000 < Te < 54000°K
Double sonde de LANGMUIR	1,1 10 ¹⁵		76000°K	

Compression azimuthale d'un plasma d'hydrogène

Tableau N° 24

2.1 - Densité électronique :

La mesure par effet Stark, ainsi que la méthode interférométrique, donnent une valeur moyenne de la densité électronique. C'est une intégration le long de l'axe du tube. Cependant, la mesure par effet Stark donne une valeur plus proche de la valeur maximum de la densité car seules les parties les plus denses du plasma contribuent à élargir la raie H_β alors que, dans le cas de l'interférométrie, la longueur de plasma que nous avons choisie est quelque peu arbitraire. Si la précision de la mesure par effet Stark (21 %) est meilleure que celle de la mesure interférométrique (33 %), c'est que nous nous trouvons pour cette dernière mesure dans le cas le plus défavorable puisque nous n'observons qu'une seule frange d'interférence. La précision est en effet proportionnelle aux nombres de franges. Avec cinq franges, elle est de 9 %, avec dix franges de 5 % et avec vingt franges, de 2,5 %. D'autre part, pour éliminer l'incertitude relative à la longueur du plasma, il faudrait pouvoir connaître le profil de la densité le long du tube. Des sondes électriques pourraient convenir car on peut éviter la détermination du courant de saturation. D'autre part, la méthode interférométrique ne suppose pas un équilibre thermodynamique au sein du plasma, ce qui élimine certains problèmes d'interprétation dans l'élargissement par effet Stark.

La valeur de la densité fournie par la mesure de la diffusion du faisceau laser par le plasma est mieux déterminée puisqu'elle correspond à la densité au centre du tube à décharge. Malheureusement, les erreurs expérimentales sont telles que la précision de la mesure est médiocre (50 %).

La valeur expérimentale de la densité la plus élevée correspond à la diffusion, ce qui est normal puisqu'il s'agit de la densité au centre du tube. La valeur trouvée par effet Stark est plus élevée que celle obtenue par interférométrie, ce qui est également correct puisque la densité est certainement intégrée sur une plus grande longueur dans le cas de l'interférométrie.

En conclusion, dans le cas de cette compression, la méthode la plus précise est celle de l'effet Stark. Mais si le plasma est plus dense, plus chaud et si on a une idée du profil de la densité, la méthode interférométrique est plus souple, la lecture de la densité immédiate et la précision meilleure.

Donc, la méthode par effet Stark n'est meilleure que dans le cas de plasmas qui ne sont pas trop denses (de 10^{15} à $5 \cdot 10^{16}$ e/cm³), pas trop chauds ($T_e \leq 20$ eV) et peu étendus. La diffusion du faisceau laser par le plasma donne une valeur de la densité mieux localisée mais dont la précision peut difficilement être améliorée. Avec un rubis de meilleure qualité et grâce à certaines améliorations telles que l'agrandissement du diamètre du tube à décharge, cette précision devrait pouvoir atteindre 15 à 20 %.

2.2 - Température électronique :

La température n'a pu être déterminée que par deux méthodes : une méthode classique (comparaison des niveaux de raies) et la diffusion du faisceau laser. Ces deux méthodes donnent des résultats en bon accord et leur précision est similaire (30 %). La température déterminée par comparaison de niveaux de raies est une température moyenne. D'autre part, il faut supposer un équilibre thermodynamique parfait. La température déterminée par diffusion est une température locale et, si la répartition des électrons n'est pas maxwellienne, cela se traduit sur la courbe. La méthode par diffusion est donc plus riche en renseignements que celle utilisant la comparaison de niveaux de raies.

Cependant, si le plasma est plus chaud et moins lumineux, la précision de la méthode par comparaison de niveaux de raies devient très mauvaise. Si les erreurs expérimentales sont les mêmes, l'erreur sur la mesure de la température dépasse 100 %. La précision de la mesure par diffusion ne peut, elle, que s'améliorer si le plasma est plus chaud. Par suite, cette dernière méthode semble plus sûre et plus avantageuse que les méthodes optiques classiques.

3 - Bouffées de plasma

Les mesures sont beaucoup moins précises que dans le cas de la compression azimutale en raison, surtout, du caractère très particulier de ce plasma.

3.1 - Densité électronique :

La densité n'a pas pu être déterminée par des méthodes classiques. Seule, la méthode interférométrique a permis de connaître un ordre de grandeur de la densité.

Nous avons mesuré sur la bouffée de plasma N° 1 une densité de 10^{18} e/cm³ à la pression atmosphérique et sur la bouffée de plasma N° 2 des densités qui varient entre $3 \cdot 10^{17}$ et $2,4 \cdot 10^{19}$ e/cm³ selon la pression. La précision de la mesure n'est pas bonne en raison de l'incertitude relative à la longueur du plasma traversé par le faisceau mais l'ordre de grandeur de la densité est certainement respecté.

Donc, pour des plasmas très denses ($10^{17} < N_e < 10^{20}$ e/cm³), seule une méthode interférométrique basée sur l'utilisation d'un laser à gaz permet de déterminer la densité électronique.

3.2 - Température :

Quant à la température, il nous a été impossible de la déterminer en utilisant la diffusion d'un faisceau laser par le plasma ; les sources de réflexions parasites étaient trop importantes. Seules des méthodes plus classiques, telles qu'une spectrographie d'émission, et des mesures de vitesses d'expansion de la bouffée (convertisseur d'images, sondes électrostatiques) nous ont permis de la connaître.

Pour la bouffée de plasma N° 1, cette température est de l'ordre de 25 eV et pour la bouffée de plasma N° 2 de 60 eV. Ce ne sont, malheureusement, que des ordres de grandeur. Une seule mesure précise a pu être faite, à l'aide de sondes électriques, sur la bouffée de plasma N° 1 dans le vide : 50 eV. Nous avons pu, d'autre part, déterminer la courbe qui montre la décroissance de la température avec le temps (à la pression atmosphérique).

En tout cas, ces mesures montrent combien la détermination d'une température comprise entre 10 et 250 eV est délicate dans un plasma dense.

4 - Choix des méthodes

Si l'on veut établir un diagnostic sur un plasma dense, le choix des différentes méthodes que l'on doit utiliser est surtout conditionné par la valeur de la température.

Lorsque la température est inférieure à 20 eV, la densité peut être mesurée par effet Stark si elle est inférieure à 10^{17} e/cm³ et mesurée par interférométrie si elle est supérieure à cette valeur. La température peut être déterminée par comparaison des niveaux des raies émises par le plasma.

Lorsque la température est comprise entre 20 et 250 eV, la densité peut être déterminée par interférométrie, et la température par la diffusion du faisceau d'un laser à rubis par le plasma (cette méthode fournit également une valeur de la densité).

Lorsque la température est supérieure à 250 eV, on peut se servir des deux méthodes utilisant des lasers, mais, pour déterminer la température, il est plus simple de faire des mesures de rayonnements (rayons X, neutrons, etc ...).

Dans tous les cas, il est préférable d'employer une interférométrie utilisant un laser à gaz à une interférométrie classique car, si les deux méthodes présentent les mêmes inconvénients, la mise en œuvre de la première est beaucoup plus simple.

Il faut aussi tenir compte du fait que, si le plasma est fortement ionisé, il est peu lumineux, ce qui complique les méthodes optiques classiques mais facilite beaucoup la méthode basée sur la diffusion de la lumière par le plasma.

C O N C L U S I O N

Les mesures que nous avons pu faire sur différents plasmas denses à l'aide de méthodes diverses, mesures qui se recoupent correctement, nous ont montré l'intérêt présenté par l'utilisation des lasers en tant qu'instruments de diagnostic.

Si le plasma est très dense ($N_e > 10^{17} \text{ e/cm}^3$), ou bien s'il est dense sur une longueur suffisamment grande, l'interférométrie qui utilise un laser à gaz comme source électromagnétique permet la mesure de la densité électronique dans un domaine de mesures qui rejoint celui des interférométries hyperfréquences. Des lasers à gaz fonctionnant sur des longueurs d'onde plus longues ($\lambda > 3,39 \mu$) permettraient même aux deux méthodes de se recouper. De cette façon, nous avons à notre disposition un procédé de mesure de la densité des plasmas denses assez simple, maniable et peu onéreux.

La méthode basée sur la diffusion par le plasma de la lumière du faisceau d'un laser à rubis nécessite une réalisation très complexe, qui en limite malheureusement la généralisation mais elle constitue, néanmoins, une source de renseignements très riche. Elle peut, en effet, fournir la densité et la température électronique, la température ionique et, éventuellement, une vitesse de dérive. Cette méthode est, d'autre part, bien adaptée à la mesure des paramètres des plasmas fortement ionisés, donc peu lumineux. C'est, enfin, la seule méthode qui, dans le cas général, permette de déterminer la température d'un plasma dense et chaud, la température étant comprise entre 20 et 250 eV.

Les méthodes présentées ici, méthodes qui utilisent un laser comme source électromagnétique, peuvent donc fournir une aide précieuse dans le diagnostic des plasmas denses et chauds.



REFERENCES

- 1 T.B. REED : «The induction-coupled plasma torch» - Lincoln Lab. (M.I.T.)
- 2 BRUHAT : «Cours d'Electricité» - (1959)
- 3 SOOHOO : «Proc. I.E.E.E.» - Janvier 1963
- 4 FOX : «Proc. I.E.E.E.» - Janvier 1963
- 5 TINGYE-LI : «Proc. I.E.E.E.» - Janvier 1963.
- 6 BOYD, GORDON and KOGLNIK : Bell Syst. Techn. J. 40 (1961) et 41 (1962)
- 7 U. ASCOLI, BARTOLI and al : Il Nuovo Cimento Serie X. vol. 18.
- 8 BRUHAT : cours d'optique (1935).
- 9 HIRSCHFELDER, CURTISS and BIRD : «Molecular theory of gases and liquids».
- 10 ALPHER and WHITE : Physics of Fluids 2. 2 (1959).
- 11 L. SPITZER : Physique des gaz complètement ionisés
- 12 J.F. DENISSE § J. L. DELCROIX : Théorie des ondes dans les plasmas.
- 13 W. HEITLER : Quantum theorie of radiations - Oxford (1953).
- 14 J.A. FEJER : Canadian Journal of Physics, vol 38, (1960).
- 15 BOOKER § GORDON : Proc. IRE, vol 38, (1950)
- 16 D. LEPECHINSKY, F. PARLANGE et P. ROLLAND : rapport interne C.E.A. (1964).
- 17 ROSENBLUTH § ROSTOCKER : Physics of Fluids, vol 5, n° 7 (1962).
- 18 J. LECOMTE : Le spectre infra-rouge (1928)
- 19 H.R. GRIEM : Plasma spectroscopy (1962).
- 20 H.R. GRIEM : Astrophysical Journal, vol. 132 (1960).
- 21 R.H. GARSTANG § J. Van BLERKOM : Transition probabilités in the $A_{\text{r}}\text{I}$ spectrum - J.O.S.A. vol. 55, n° 9, (1965).
- 22 LOEB : Basic processes of gaseous electronics.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

" Accélération de plasma par ondes électromagnétiques à haute fréquence "

Vu et approuvé :

Paris, le 12 Octobre 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE

Sonovision - Imprimerie
104, rue Castagnary - Paris-XV*
Dépot légal n° 170.- 1967

et
La
de
1967

